

Житомирський державний університет імені Івана Франка

(повне найменування вищого навчального закладу)

фізико-математичний факультет (денне відділення)

(повне найменування інституту, назва факультету (відділення))

кафедра фізики

(повна назва кафедри (предметної, циклової комісії))

Дипломна робота

спеціаліст

(освітньо-кваліфікаційний рівень)

на тему Формування теоретичних навиків і вмінь студентів вищих
навчальних закладів при вивченні курсу Ядерна фізика

Виконав: студент 5 курсу, групи 62
напряму підготовки (спеціальності)
7.04020301 Фізика*

(шифр і назва напряму підготовки, спеціальності)

Шевчук О.А.

(прізвище та ініціали)

Керівник Грищук А.М.

(прізвище та ініціали)

Рецензент Москвін П.П.

(прізвище та ініціали)

Житомир – 2014 року **ЗМІСТ**

ВСТУП.....	6
РОЗДІЛ 1. Застосування сучасних наукових досягнень ядерної фізики...	10
1.1 Ядерні ректори	
1.2 Термоядерні ректори, плазма	
1.3 Великий адронний колайдер	
1.4 Медицина	
1.5 Теорії космогонії	
РОЗДІЛ 2. Теоретична основа ядерної фізики та фізики елементарних частинок.....	19
2.1. Масштаби фізичних величин в ядерній фізиці.....	19
2.2. Статистичні властивості ядер.....	21
2.2.1. Атомне ядро.....	21
2.2.2. Склад та будова ядер. Поняття про електронний та баріонний заряди.....	22
2.2.3. Енергія зв'язку ядер.....	24
2.2.4. Ядерні спіни.....	25
2.2.5. Магнітні дипольні моменти ядер.....	26
2.2.6. Статистика. Парність.....	26
2.3. Ядерні моделі.....	29
2.3.1. Класифікація ядерних моделей.....	29
2.3.2. Колективна модель ядер.....	30
2.4. Одночастинкова модель ядра.....	31
2.4.1. Модель оболонок.....	31

2.5. Ядерні реакції.....	36
2.5.1. Основні поняття та визначення.....	36
2.5.2. Закон збереження в ядерній фізиці.....	37
2.5.3. Властивості ядерних реакцій.....	38
2.6. Радіоактивність.....	39
2.6.1. Поняття радіоактивності.....	39
2.6.2. Закони радіоактивного розпаду.....	39
2.6.3. Альфа-розпад.....	41
2.6.4. Бетта-розпад.....	46
2.6.5. Радіоактивні ряди і трансуранові елементи.....	49
2.6.6. Гамма-випромінювання ядер. Ефект Мессбауєра.....	50
2.6.7. Методи отримання та реєстрації ядерних частинок.....	51
2.7. Ядерні реакції. Ядерні реактори.....	57
2.7.1. Можливі джерела ядерних реакцій.....	57
2.7.2. Ланцюгова ядерна реакція.....	57
2.7.3. Ядерні реактори.....	59
2.8. Фізика елементарних частинок.....	61
2.8.1. Відкриття елементарних частинок.....	61
2.8.2. Квантові числа та закони збереження.....	67
2.8.3. Діаграмна техніка Фейнмана.....	71
2.8.4. Класифікація елементарних частинок.....	74
2.8.5. Типи взаємодії порушення законів збереження.....	76
2.8.6. Квантова хромодинаміка, теорія кварків.....	79
2.8.7. Слабка взаємодія та електромагнітна взаємодія. Об'єднання взаємодій, електрослабка взаємодія.....	82
2.8.8. Сильна взаємодія. Теорія великого об'єднання.....	83
2.8.9. Гравітаційна взаємодія. Теорія суперсиметрії. Теорія суперструн та мембран.....	84

РОЗДІЛ 3. Місце практичних вмінь і навичок при вивченні ядерної фізики та фізики елементарних частинок в вищих навчальних закладах.....	86
3.1. Визначення енергії зв'язку та швидкостей ядерних частинок.....	86
3.2. Основні характеристики ядер і ядерні моделі.....	89
3.3. Закони радіоактивного розпаду.....	91
3.4. α – розпад.....	95
3.5. Елементарні частинки.....	96
ВИСНОВКИ.....	101
СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ.....	102
ДОДАТКИ.....	110

ВСТУП

Ядерна фізика - відносно молода наука, але темпи її розвитку настільки високі, що вже сьогодні досягнення фізиків-ядерників вражають своєю масштабністю.

Завдяки ядерної фізиці промисловість озброїлася атомними електростанціями і реакторами для опріснення води та отримання трансуранових елементів. Крім того, були винайдені джерела Оі-випромінювання для дефектоскопії, активаційний аналіз для експрес-визначення домішок у сплавах, вугіллі і т. д. Величезне значення мають ізотопні джерела струму і тепла. Їх застосовують для енергопостачання важкодоступних районів і автоматичних станцій (наприклад, метеорологічних або супутників Землі). Джерела Оі-випромінювання застосовуються для автоматизації різних операцій (наприклад, вимірювання щільності середовища, товщини шару вугільного пласта і т. д.). У сільському господарстві знайшли застосування установки для опромінення овочів і

фруктів з метою запобігання їх від гниття і цвілі. Крім того, розроблені способи виведення нових сортів рослин шляхом генетичних трансмутацій. Неоціненна допомога ядерної фізики в геології, медицині, біології і багатьох інших областях знань, оскільки з її допомогою можна отримувати неймовірно точні і швидкі результати.

<http://ukrbukva.net/47081-Ispol-zovanie-dostizheniiy-sovremennoiy-yadernoiy-fiziki.html>

Якою була і до чого призвела ядерна фізика попереднього, ХХ століття? Найчастіше сьогоднішні студенти знають про нього, як про століття революцій, світових воєн і соціальних потрясінь. Неперервні пошуки йшли і в наукових лабораторіях, де попри війни, революції та світові кризи порівняно невеликі групи ентузіастів самовіддано виконували обрану ними для себе, але конче потрібну всім справу – пізнання тайн і дослідження властивостей оточуючої матерії – від мікро- до макросвіту. Пізніше все це і склало предмет фізичного наукового підходу. Тому можна стверджувати, що з повним правом минуле століття можна і треба називати століттям фізики. І важливо усвідомлювати, що небачені можливості суспільства значною мірою зобов'язані відкриттям у галузі ядерної фізики, яка, стрімко і непередбачено розвивається. Коли ж повернутися до фізики ХХ сторіччя, то її основним досягненням стало торжество ідеї квантів і побудова квантової теорії.

Розвиток ядерної фізики стає пріоритетним напрямком розвитку науки і техніки. Не викликає сумнівів, що розвиток названої галузі фізики у ХХІ столітті, як це сталося у ХХ, продовжує визначати реальний прогрес людства. В той же час багато чого у виборі наукових досліджень стали диктувати ринок і нагальні потреби людства, і все більше уваги приділяється розвитку таких, значною мірою прикладних напрямів, як, наприклад, боротьба із загрозою глобального потепління, міська інфраструктура, технології очищення води, запобігання викидам шахтного метану тощо, а також високоприбуткові швидкодіюча інформаційна електроніка,

бездротовий зв'язок, мережеві технології і наноіндустрія. Остання взагалі на очах стає міждисциплінарною і домінуючою, і через 3-5 років, охоплюючи все більше коло проблем. Все це, певна річ, не може не враховувати будь-яка молода людина – **студент**, що починає вчитися і думає про свою майбутню

Суперкомп'ютери, надпровідні магніти, прискорювачі та детектори різноманітних випромінювань, томографи, комп'ютерні мережі, супутниковий зв'язок, Інтернет – все це зароджувалось завдяки виключно фундаментальним фізичним дослідженням. У думаючої людини це подиву не викликає – фізики вже давно працюють на межі можливого, стандартних, адекватних поставленим цілям, приладів не існує і їх необхідно створювати “під задачу”. Найсвіжіший яскравий приклад – будівництво і запуск восени 2008 року Великого адронного колайдера в Міжнародному ядерному центрі (ЦЕРН) в Женеві для спостереження процесів народження і взаємних перетворень нових елементарних частинок. Обсяг отримуваних даних при цьому очікується таким, що сумірний з існуючим у світі, а аналіз відповідної інформації неспроможний зробити жоден серед існуючих суперкомп'ютерів. Спроби знайти спосіб її обробки привели до створення відсутнього раніше обчислювального Інтернету, який отримав назву грід-технології. Колайдер ще не вийшов на повну потужність, а грід-обчислення вже застосовуються не тільки фізиками і математиками-обчислювачами, а й фармакологами при синтезі нових речовин для ліків, економістами для оцінок роботи підприємств, метеорологами при прогнозах погоди, геофізиками при з'ясуванні ризиків землетрусів, екологами при визначенні ступеня забруднення навколишнього середовища парниковими газами внаслідок роботи паливно-енергетичних компаній та використання транспорту. Очевидно, що будуть і нові використання.

<http://kpi.ua/931-2-foto>

Між існуючим рівнем викладання курсу ядерної фізики і фізики елементарних частинок вищої школи та рівнем досягнень сучасної фізичної

науки має бути чітка відповідність. Зокрема, це стосується не лише необхідності, при викладанні ядерної фізики, вивчення нових сучасних фізичних понять: реліктове випромінювання, космологія, чорні дірки тощо, а й встановлення чіткого взаємозв'язку з застосуванням, наведених вище, сучасних наукових досягнень.

Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами: дослідження та результати які представлені в дипломній кваліфікаційній роботі виконані згідно наукової тематики кафедри фізики по дослідженню ядерної фізики та фізики елементарних частинок в Житомирському державному університеті імені Івана Франка.

Метою роботи є: теоретичний підбір сучасних наукових досягнень з предмету «Ядерна фізика» та окреслення найважливіших сфер їх використання.

Для досягнення поставленої мети виконані такі **завдання:**

1. Дослідити доповіді та лекції провідних науковців даної галузі: Мічіо Кайку, Р. Феймана, І. Вакарука, І. Ареф'єва, І. Воловича, Б. Гріна, С. Вайнберга, Георгія Гамова, Фреда Хойла, С.Перлмуттера, Б. Шмідта, А. Рісса, Л.Б. Окуня.
2. Створити характеристику застосування сучасних наукових досягнень ядерної фізики в різних сферах.
3. Дослідити та систематизувати новітні теоретичні дані з ядерної фізики.
4. Створити комплекс практичних завдань систематизований за підтемами (з розв'язками та для самостійної роботи).
5. Апробувати результати роботи на семінарах кафедри фізики Житомирського державного університету імені Івана Франка.

Об'єктом дослідження: предмет що викладається в вищих навчальних закладах, «Ядерна фізика».

Методи дослідження: застосування сучасних наукових досягнень ядерної фізики та новітній матеріал із ядерної фізики брався із доповідей та лекцій провідних науковців даної галузі: Мічіо Кайку, Р. Фейман, І. Вакарука, І. Арєф'єва, І. Воловича, Б. Гріна, С. Вайнберга, Георгія Гамова, Фреда Хойла, С.Перлмуттера, Б. Шмідта, А. Рісса, Л.Б. Окуня.

Практичне значення отриманих результатів: зібраний матеріал дозволяє використовувати його в якості лекцій та практичних при викладанні та вивченні предмету «Теоретична фізика (Ядерна фізика та фізика елементарних частинок)» в Житомирському державному університеті.

Апробація результатів магістерського проекту:

Результати роботи були апробовані на семінарах кафедри фізики Житомирського державного університету імені Івана Франка. А також матеріал отриманий в роботі був опублікований у вигляді методичної роботи: «Збірник лекцій та практичних занять з Ядерної фізики та фізики елементарних частинок» // Житомирський державний університет, 2014, 83 с.

Розділ I

1.1. Методичні засади викладання ядерної фізики

Прискорене запровадження науково-технічного прогресу, інтенсивний розвиток і реалізація інформаційно-комунікаційних технологій у наукових дослідженнях, виробництві, сфері послуг ставить перед системою освіти України адекватні завдання.

О.І.Бугайов, Г.Ф.Бушок, С.У.Гончаренко, Б.С.Колупаєв, І.М.Кучерук, М.Т.Мартинюк, Л.І.Осадчук, В.П.Сергієнко, Б.А.Сусь, М.І.Шут в основу методики навчання фізики у вищій школі поклали: концепцію цілісного відображення науки в навчальному процесі.

У розділі «Застосування сучасних наукових досягнень ядерної фізики» найбільше сконцентровані приклади практичного використання відкритих законів і закономірностей ядерної фізики на рівні макро-, мікро- і

субмікросвіту. Наукова інформація за весь період її розвитку до сьогодення рівна надбанню інформації за останні десятки років. Констатуємо експериментом було встановлено, що у науці ядерна фізика і фізика елементарних частинок, – щороку здійснюється багато відкриттів. Відповідно збагачується теоретична база, яка стає основою розвитку новітніх нанотехнологій. Тому дуже важливо, щоб стан розвитку ядерної фізики та її практичне застосування викладалась як цілісна система в існуючій методичній системі забезпечення студентів закладів вищої освіти сучасними знаннями й новітніми науковими методами дослідження природних явищ. Вказана проблема помітна при аналізі структури й змісту курсу ядерної фізики і фізики елементарних частинок та існуючою методичною системою навчання сучасних досягнень фізики, де розглядаються явища мега-, макро-, мікросвіту, проблеми молекулярної та атомної фізики, фізики ядра, низьких і високих енергій, субмікросвіту. Виявлена проблема свідчить про існування наукової проблеми, яка потребує окреслення, висунення гіпотези та винайдення шляхів її розв'язання. А це викликає необхідність модернізації методичної системи вивчення теоретичної фізики у вищій школі, шляхом узгодження принципів науковості та наочності в умовах кредитно-модульної системи навчання.

Високо оцінюючи наукові досягнення вказаних вище наукових напрямків досліджень вітчизняних та зарубіжних вчених, приходимо до висновку, що квантово-релятивістська парадигма, квантово-польова дослідницька програма, дослідницька програма стандартних концепцій у науці, базисні дослідницькі програми, культурологічне вчення про розвиток наукового знання, плюралістична методологія, історико-методологічні проблеми складають філософську основу пізнання новітніх знань і на цій основі розвитку суб'єктів навчання є фундаментом для реалізації принципів науковості та наочності.

Розв'язання проблеми в цілому потребує наступного вирішення:

1. Науково-обґрунтованого переструктурування змісту розділу ядерної фізики і фізики елементарних частинок з метою наближення рівня науки-фізики до процесу її вивчення у ВНЗ.
2. Розширення науково-експериментального та модельного відображення новітнього змісту розділу ядерної фізики і фізики елементарних частинок, внесення відповідних змін до методичної системи вивчення даного розділу фізики у вищих навчальних закладах з урахуванням вимог кредитно-модульної системи навчання, поєднаного навчального експерименту і комп'ютерного моделювання, локальних інформаційно-комунікаційних технологій та Інтернету.
3. Формування в майбутніх спеціалістів умінь професійно відбирати та переносити новітні наукові знання і експериментальні вміння до навчально-виховного процесу з фізики.

Для методики постійного оновлення структури і змісту розділу ядерної фізики і фізики елементарних частинок новітніми знаннями на основі аналізу інформації про наукові відкриття, повинен систематично здійснюватись відбір новітніх наукових понять з фізики і запропонована частина з них до включення у програму курсу фізики; розроблено методику формування виокремлених понять; запропоновано навчально-методичний комплекс для вивчення застосування даних ядерної фізики; результати наукового дослідження впроваджено у навчальний процес з фізики у ВНЗ.

Набуває розвитку діалектична ідея єдності простору і часу, які у класичній і квантовій фізиці трактуються по-різному через виокремлення методики вивчення абсолютних і відносних понять з метою забезпечення наукового викладу новітніх понять фізики, а з'ясування квантових симетрій означає, що фізика стала вивчати суперечності в самому фундаменті матерії.

В основу розвиваючих наукових теорій покладаються наскрізні загальнонаукові принципи: збереження, взаємоперетворення, симетрії, інваріантності, однорідності простору і часу, причинності, упорядкованості процесів, еквівалентності, дискретності, структурності, дуалізму,

обумовленості, неозначеності, відповідності, доповнюваності, спостережуваності, що виникли під час третього періоду розвитку фізики. Вони безпосередньо пов'язані у навчальному процесі з принципами дидактики.

Аналізуючи результати змін парадигм і теорій у фізиці трансформовані до курсу загальної фізики і досліджені у методиці навчання фізики у вищій школі.

З'ясовано, що реалізація ідеї науковості та історизму, як мети навчання, розвитку та виховання студентів ще не завершені. Тому пропонується ввести у методику навчання поняття співвідношення класичної, квантової і сучасних теорій, елементарності і складності у взаємоперетвореннях та встановити межі їх проявів. Такий підхід визначатиме нові шляхи до формування понять, суджень з курсу загальної фізики і забезпечить науковість і наочність навчання студентів. Поняття фізичного знання, які входять в розділ «Ядерної фізики і фізики елементарних частинок», мають загальнонаукове значення і закономірно трансформуються в інші розділи курсу фізики.

Тобто методологія сучасної фізики не може бути механічно перенесена на навчальний процес, а потребує психолого-педагогічної трансформації певними способами.

{62}

Розділ 1. Застосування сучасних наукових досягнень ядерної фізики

Стрімке зростання населення Землі, виробництва і пов'язане з цим збільшення споживання енергії потребує хоча б приблизного визначення енергетичних ресурсів земних надр та їх споживання нині і в майбутньому, а також знаходження нових джерел енергії. Сьогодні більша частина загального споживання енергоресурсів припадає на корисні копалини, пальне – вугілля, нафту, газ, торф, сланці, деревину і на гідроелектроенергію. Однак запаси цих ресурсів обмежені і в більшості випадків не поновлюються.

Пряме використання променевої енергії Сонця, вітру, енергії припливів тощо не вирішують повністю енергетичної проблеми.

Де ж вихід? На теперешній час він є. Це – атомна (ядерна) енергетика. Інших можливостей на Землі поки що не знайдено, якщо людство бажає не залишитися без реальних джерел енергії і зберегти нафту, вугілля, газ, які накопичувались протягом мільйонів років, для інших корисних цілей. Особливо це стосується країн, які мають у своїх надрах дуже малі запаси мінерального палива. Тим більше, що добувати корисні копалини з часом стає все важче і цих запасів може вистачити всього на 200–300 років, або ще на менший термін. У той час як запасів урану і торію на Землі навіть з урахуванням зростання споживання енергії вистачить на мільйони років. Це пов'язано також зі створенням реакторів-розмножувачів, при роботі яких накопичується нове ядерне паливо, що є великим технічним досягненням і зможе вирішити проблему забезпечення людства енергією на дуже довгий період.

1.1. Ядерні реактори

Ядерний реактор — пристрій для одержання енергії за рахунок керованої реакції поділу ядра.

Атомна електростанція (АЕС) — електростанція, в якій атомна (ядерна) енергія перетворюється в електричну. Генератором енергії на АЕС є атомний реактор. Тепло, яке виділяється в реакторі в результаті ланцюгової реакції поділу ядер деяких важких елементів, потім так само, як і на звичайних теплових електростанціях (ТЕС), перетворюється в електроенергію.



Мал. 1

Видобуток енергії на наявних атомних електростанціях (АЕС), які працюють на ланцюговій реакції поділу важких ядер, за вартістю наближається до вартості енергії теплових електростанцій. Враховуючи швидкий технічний прогрес, вартість енергії, яка одержується на АЕС, буде знижуватись. Багато країн, в тому числі Україна, мають сьогодні (і продовжують будувати) великі АЕС, які дають помітну, а в ряді країн визначальну частину всієї електроенергії, що виробляється. Використовується реакція поділу важких ядер (урану) і як джерело енергії на деяких видах транспорту – великих надводних кораблях, насамперед, криголамах і підводних човнах.

Правда, великі аварії, що трапились на ряді АЕС в різних країнах, дещо стримують на сьогоднішній день розвиток ядерної енергетики. Однак плануються і створюються більш досконалі й безпечні конструкції ядерних реакторів поділу, які мають забезпечити велику надійність роботи на АЕС.

Під час роботи АЕС, заснованої на поділі важких ядер повільними нейтронами, накопичується велика кількість радіоактивних речовин, частина з яких використовується, але більша їх частина становлять радіоактивні відходи, які необхідно утилізувати, надійно і протягом тривалого часу зберігати в герметично закритих контейнерах, щоб запобігти радіоактивному забрудненню навколишнього середовища. Це є екологічною проблемою АЕС, яка хоча і піддається розв'язанню, але трудомістка і небезпечна для

персоналу. Але як показали дослідження, за дотримання належних запобіжних заходів забруднення навколишнього середовища від роботи АЕС можна зробити помітно меншим, ніж від електростанцій, що працюють на вугіллі.

Радіоактивні речовини (ізотопи), що в великих кількостях виробляються ядерними реакторами поділу, можна також використовувати для отримання енергії, але в невеликих кількостях. Інтенсивні потоки нейтронів в реакторах поділу призводять до утворення альфа-радіоактивних ядер з енергією α -частинок в кілька *MeV*. Приблизно такі ж енергії мають і електрони, що утворюються в реакторах при розпаді нейтронів.

http://www.researchgate.net/profile/Leonid_Bulavin/publication/260094688_Nuclear_Physics/links/0f31752fdbed41b060000000.pdf

1.2. Термоядерні ректори, плазма

На основі поглинання випромінюваних радіоізотопами заряджених частинок можна створити малопотужні, але надійні і довгофункціонуючі джерела енергії з перетворенням за допомогою термопар теплової енергії в електричну. Такі зручні генератори енергії вже створені і використовуються на супутниках, світлових бакенах, метеостанціях, підводних акустичних маяках, в медичних приладах.

Зі створенням термоядерних реакторів, в яких енергію будуть отримувати в результаті злиття найлегших ядер (дейтронів і тритонів), енергетична проблема вирішуватиметься можливо ще на більший термін, ніж при використанні ланцюгової реакції поділу урану.

http://www.researchgate.net/profile/Leonid_Bulavin/publication/260094688_Nuclear_Physics/links/0f31752fdbed41b060000000.pdf

Для одержання атомної енергії можна використати ядерні реакції поділу та ядерні реакції синтезу. Реакції синтезу можуть відбуватися тільки тоді, коли ядра наближаються одне до одного на відстань, меншу за 10^{-13} см, на якій починають діяти ядерні сили. Зближенню ядер протидіють кулонівські сили відштовхування; тому, щоб ці сили подолати, ядра повинні мати достатню енергію. Одержання вільних нейтронів і прискорення заряджених частинок вимагає витрат енергії. Імовірність попадання таких частинок у ядра дуже мала. Тому витрачена енергія перевищує енергію, яка виділяється при ядерних реакціях. Енергетичний виграш можна отримати тільки в тому випадку, коли перетворення відбувається внаслідок ланцюгових реакцій. Реакції синтезу можуть бути ланцюговими при дуже високих температурах — в десятки і навіть сотні мільйонів градусів. При цих умовах речовина існує у вигляді **плазми**, і енергія окремих частинок плазми достатня для подолання кулонівського відштовхування. Такі високі температури існують в надрах зірок, однією з яких є Сонце. Саме внаслідок термоядерних реакцій синтезу Сонце випромінює енергію.

http://uk.wikipedia.org/wiki/Атомна_енергія

Основного ядерного палива – дейтерію в морській воді вистачило б на багато мільйонів років, а ізоотопу літій-6, за допомогою якого шляхом опромінення нейтронами, що виникають при реакціях, створюється іще одне термоядерне паливо – тритій, вистачило б на сотні тисяч років.

http://www.researchgate.net/profile/Leonid_Bulavin/publication/260094688_Nuclear_Physics/links/0f31752fdbed41b060000000.pdf

В галузі опанування керованими термоядерними реакціями синтезу вже розв'язано одну з основних проблем — термічну ізоляцію плазми, яка здійснюється за допомогою магнітних полів.

http://uk.wikipedia.org/wiki/Атомна_енергія

Які являють собою тороїдальну установку для магнітного утримання плазми. Пристрій призначений для здійснення реакції термоядерного синтезу в високотемпературній плазмі в квазістаціонарному режимі, при цьому плазма утворюється в тороїдальній камері з магнітними котушками – «токамак» (рос. **Т**Ороїдальная **К**Амера с **М**Агнитными **К**атушками) і її стабілізує магнітне поле. Енергія, що виділяється під час цієї реакції, повинна перевищити енергію, що витрачається для формування плазми і запуску реакції.



Мал. 2

<http://uk.wikipedia.org/wiki/Токамак>

Основного ядерного палива – дейтерію в морській воді вистачило б на багато мільйонів років, а ізоотопу літію-6, за допомогою якого шляхом опромінення нейтронами, що виникають при реакціях, створюється іще одне термоядерне паливо – тритій, вистачило б на сотні тисяч років.

З екологічного погляду термоядерний реактор має великі переваги порівняно з реактором поділу, оскільки в реакціях синтезу не утворюються найлегші ядра довгоживучих радіоактивних відходів і проблеми поховання цих відходів не постає.

Однак як у реакторах поділу, так і в термоядерних реакторах створюються великі потоки заряджених частинок, γ -квантів, антинейтрино і нейтронів, тому виникає проблема захисту від опромінення працюючого персоналу та людей, що проживають поряд. Невикористані заряджені частинки, які якимось чином опинилися поза реактором, легко затримуються тонкими шарами металу, а антинейтрино (як і нейтрино), будучи частинками, які сильно проникають крізь речовину, не спричиняють фізіологічного впливу.

http://www.researchgate.net/profile/Leonid_Bulavin/publication/260094688_Nuclear_Physics/links/0f31752fdbed41b060000000.pdf

1.3. Великий адронний колайдер

Вивчення будови атомів, атомних ядер, процесів у космічному випромінюванні, реакцій на швидких заряджених частинках, які дістають у прискорювачах, дало змогу встановити існування великої кількості частинок, які названо елементарними. До них належать електрони і позитрони, протони і антипротони, нейтрони і антинейтрони, нейтрино і антинейтрино, мезони, гіперони, фотони та ін. Деякі з цих частинок стабільні, тобто самочинно не розпадаються, не перетворюються в інші частинки, тоді як більшість елементарних частинок через певний проміжок часу перетворюється в інші. Назва «елементарні частинки» в буквальному розумінні слова означає найпростіші частинки, які не можна розкласти на складові частини. Насправді це не так.

Часто фізику елементарних частинок називають фізикою високих енергій, оскільки для проведення більшості експериментів у цій сфері потрібні частинки високих енергій. Так, якщо при вивченні ядерних реакцій було достатньо енергій бомбардувальних частинок порядку енергії зв'язку нуклонів у ядрі, то для дослідів, пов'язаних з народженням піонів, необхідні

протони, прискорені до енергій 300 MeV , а для експериментів, пов'язаних із народженням протон-антипротонних пар, потрібні частинки з енергією 6 GeV .

Єдиним джерелом частинок з енергією, достатньою для утворення мезонів і гіперонів, було космічне випромінювання.

В багатьох зіткненнях при високих енергіях виникали нові частинки, часто у великих кількостях, але, що найважливіше, зовсім не обов'язково менші або легші, ніж початкові. Більше того, виникали одні й ті самі частинки для різних партнерів по зіткненню. Це не вписувалось у межі простих звичних уявлень про структуру частинок. Експеримент показує, що всі вторинні частинки не «вибиваються» з первинних, а «народжуються», строго дотримуючись релятивістських законів збереження енергії й імпульсу в акті розсіювання.

Успіхи фізики елементарних частинок зумовлені, поряд з високим рівнем техніки наукового експерименту, розвитком новітніх фізичних теорій, які привели до багатьох відкриттів у фізиці ядра і елементарних частинок. Так, при поясненні суцільного спектра β -розпаду В. Паулі передбачив існування нейтрино. П. Дірак, виходячи з виведеного ним релятивістського рівняння, передбачив існування позитрона (античастинки). Х. Юкава передбачив існування піонів, була також висловлена гіпотеза про існування анти-сигмагіперона та ін.

Багато теоретичних висновків підтверджено експериментально завдяки застосуванню потужних прискорювачів заряджених частинок. Докладно вивчати властивості частинок, особливості їхньої взаємодії і перетворення можна лише на прискорювачах. Прискорювачі використовуються для різних досліджень, але головне їхнє призначення — дослідження фундаментальних властивостей речовини, елементарних частинок. Для цього проектувались і будувались все крупніші прискорювачі заряджених частинок. Вже на перших

прискорювачах, споруджених для вивчення нуклонів, дістали важливі результати.

Характерною особливістю елементарних частинок є те, що вони існують у вигляді частинок і античастинок. Це виражається, зокрема, в тому, що поряд з позитивно зарядженими частинками певного виду існують негативно заряджені частинки такого самого виду. Для нейтральних частинок відмінність полягає в протилежній орієнтації механічних і магнітних моментів. У цьому фундаментальному факті яскраво проявляє себе основний закон матеріалістичної діалектики, який розглядає рухому матерію як єдність протилежностей, між якими постійно точиться боротьба, що є основою саморуху матерії. Елементарні частинки характеризуються основними фізичними властивостями, які визначають їхні характерні особливості. Всі елементарні частинки мають ту чи іншу масу, енергію, момент кількості руху, спіні. Деякі частинки мають магнітний момент, електричний, баріонний, лептонний заряди тощо. Всі перетворення елементарних частинок строго підлягають законам збереження цих величин. Щоб описати процеси, пов'язані з перетворенням елементарних частинок, потрібно враховувати співвідношення між масою й енергією.

<http://subject.com.ua/physics/cholpan/190.html>

Теорія, яка описує властивості елементарних частинок та їх взаємодію називається стандартною моделлю фізики елементарних частинок. Всі частинки, передбачені Стандартною моделлю, за винятком гіпотетичних частинок, були виявлені експериментально. Вона складається з трьох секторів.

Перший – це три покоління ферміонів; другий – частинки, які забезпечують взаємодію і третій – пов'язаний з бозоном Хіггса. До останнього часу це було єдина відсутня ланка в Стандартній моделі. Його головне завдання – це забезпечити маси всім елементарним часткам, маючи

на увазі електрони, інші лептони, кварки, і W-, Z-бозони – вони всі отримують маси завдяки тому, що в природі є таке поле. Це, звичайно, особливу властивість, і бозон Хіггса – це квант такого нового поля – поля Енглера-Браута-Хіггса. Його відкриття повинне було привести до уявлення про те, який механізм забезпечує маси всім елементарним часткам.

<http://polit.ru/article/2014/04/13/rubakov/>

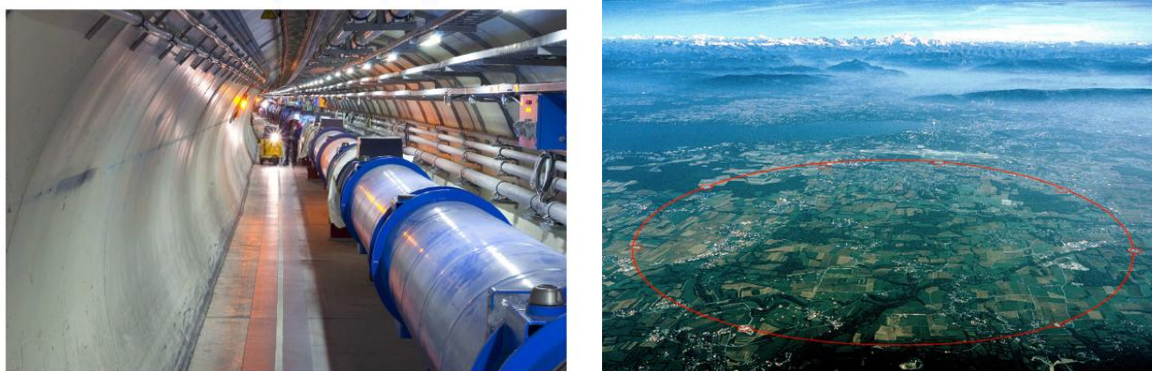
Згідно з принципами Стандартної моделі, в момент народження Всесвіту після Великого вибуху частинки придбали масу під дією хиггсовських поля, сформованого бозонами Хіггса або "частками Бога". Без цього поля не могло б відбутися утворення атомів, а частинки, що не мають масу, просто розлетілися б по космічному простору. Відповідно до теорії, невловимі бозони Хіггса існують скрізь. Через поле Хіггса, що заповнює простір Всесвіту, проходять абсолютно всі частинки, з яких будуються атоми, молекули, тканини і цілі живі організми.

<http://ria.ru/spravka/20120703/691050600.html>

Маса бозона Хіггса близько 125 GeV . Через те, що його маса дуже велика, і знадобився Великий адронний колайдер – для відкриття цієї частки.

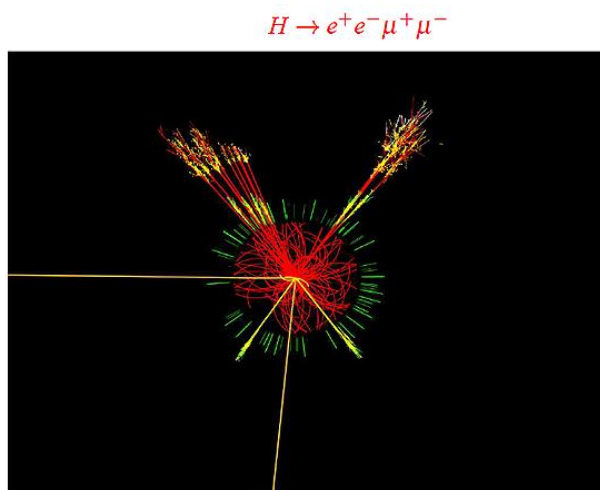
http://uk.wikipedia.org/wiki/Список_частинок

Вели́кий адро́нний кола́йдер (англ. Large Hadron Collider, LHC) — найбільший у світі прискорювач елементарних частинок, створений у Європейському центрі ядерних досліджень (CERN), поблизу Женеви (Швейцарія).



Мал. 3

Є різні механізми народження бозона Хіггса в протонних зіткненнях. Бозон Хіггса може народитися сам по собі, може народитися з парою кварків дуже високих енергій і ці кварки можна бачити. Вони виглядають не як елементарні частинки, а як адронні струменя, зливи, але, тим не менш, такий процес можна вивчати окремо. Так виглядає подія з народженням бозона Хіггса і його розпадом на пару електрон-позитрон плюс мюон-антимюонів. Ці вусики — це електрон і позитрон, вони залишають свій характерний слід, а два мюона летять далеко. Ці частинки пролітають весь детектор наскрізь.



Мал. 4

Відкриття, пов'язані з бозоном Хіггса і вивчення кварків, можуть привести в перспективі до нової хвилі науково-технічного прогресу.

Грубо кажучи, маса є енергією в стані спокою, а значить, в майбутньому є можливість перетворити матерію в енергію. І, отже, не буде проблем з енергією і з'явиться можливість міжзоряних подорожей.

У майбутньому вивчення квантової гравітації дозволить управляти гравітацією. Це дає можливість докладніше вивчити М-теорію, яка стверджує, що в світобудову входить 11 вимірювань. Це вивчення дозволить глибше зрозуміти будову Всесвіту.

<http://onlinenews.rv.ua/navchannya/navischo-adronnyj-kolajder/>

1.4. Медицина

Ядерна медицина – це розділ клінічної медицини, який займається вивченням впливу радіонуклідних фармацевтичних препаратів в діагностиці та лікуванні різних захворювань організму людини, а також практичним застосуванням розроблених методів. До ядерної медицини відносять також такі методи, як дистанційна променева терапія і радіохірургія. Ядерна медицина застосовується в основному в таких областях діагностичних досліджень, як кардіологія (46%), онкологія (34%), неврологія (10%).

Методи ядерної медицини **безболісні і не травматичні**, універсальні в можливості їх застосування, і дозволяють:

- 1) виявляти новоутворення різної гістологічної природи (злоякісна пухлина або доброякісна пухлина);
- 2) одержувати унікальну інформацію про характер протікає патологічного процесу;
- 3) діагностувати наявність метастазувала або рецидивних вогнищевих новоутворень;

- 4) прогнозувати результат захворювання, зокрема, при оцінці ступеня поширеності процесу;
- 5) виконувати ефективне і безпечне лікування пухлинних утворень;
- 6) оцінювати ефективність протипухлинної терапії;
- 7) давати повноцінну оцінку стану організму людини при профілактичних оглядах, адже методи ядерної медицини виступають як основні технології при проведенні важливих скринінг-програм.

Діагностика онкології методами ядерної медицини не має близьких аналогів за ступенем інформативності. У багатьох випадках, можливо діагностувати патологічний процес на ранній стадії розвитку виключно при застосуванні відкритих радіоактивних джерел радіонуклідної діагностики ядерної медицини. Отримана в результаті діагностики інформація, незалежно від виду радіонуклідних досліджень, завжди точно відображає функціональний стан досліджуваного органу або системи органів. На основі отриманих даних лікарі – онкологи можуть призначити найоптимальніше для даного випадку лікування. Часто буває так, що після проходження радіонуклідної діагностики докорінно змінюється тактика лікування пацієнта, і розробляється більш ефективна програма лікування.

Діагностика раку методами ядерної медицини проводиться з використанням цілого арсеналу радіоактивних фармацевтичних препаратів (РФП), що дозволяють здійснювати функціональні дослідження практично всіх органів і систем людського організму. Широкий спектр онкологічних радіонуклідних досліджень виконується з використанням ізотопів йоду ($I-131$) – до 60 % від загального числа обстежених. Ізотопи виробляються в ядерних реакторах і на циклотронах, потім синтезуються з біологічними маркерами в готові радіофармпрепарати.

Залежно від того, вводяться чи радіоактивні ізотопи в організм людини чи ні, розрізняють радіонуклідну діагностику *in vitro* (у пробірці) і *in vivo* (в тілі). Діагностика раку *in vitro* базується на проведенні біопсії тканин, котрі поміщаються в пробірку і в лабораторних умовах взаємодіють з радіоактивними ізотопами. Така методика іменується як радіоімунного аналіз.

Радіонуклідна діагностика онкології *in vivo* припускає введення ін'єкції радіфармпрепаратів всередину людського організму. Залежно від специфіки радіохімпредпарата, він накопичується в певному органі або системі органів людини, продукуючи гамма-випромінювання. Спеціальні вимірювальні прилади (гамма-камери) вловлюють це випромінювання і переводять його в специфічне зображення. Такий метод радіонуклідної *in vivo* діагностики називається сцинтиграфією. На початкових етапах розвитку даного методу використовувалася планарная сцинтиграфія, і вона давала тільки одноплощинного проєкцію. Більш сучасна однофотонная емісійна комп'ютерна томографія (ОФЕКТ , або SPECT), після реєстрації випромінювань переробляє їх тривимірне пошарове зображення обстежуваного органу або системи органів людини.

Університетська клініка Дебреценського наукового університету має у своєму розпорядженні все необхідне обладнання та медичні препарати для проведення радіонуклідної діагностики *in vitro* і *in vivo* для обстеження всього організму на предмет онкології. Рання діагностика раку в онкологічному центрі Дебреценського наукового університету здійснюється за допомогою апарату комбінованої позитронно- емісійної та комп'ютерної томографії ПЕТ / КТ - прогресивного радіонуклідного томографічного методу ядерної медицини для дослідження внутрішніх органів людини. Діагностика раку ПЕТ- КТ - єдиний на сьогоднішній день метод , який дозволяє визначити наявність пухлини будь-якого типу і будь-якої локалізації , яка ще не проявила себе ніякими симптомами.

Як вже було сказано, ядерна медицина включає в також такі методи лікування раку, як променева терапія і радіохірургія. Променева терапія, або радіотерапія полягає в лікуванні злоякісного новоутворення іонізуючою радіацією (рентгенівським , гамма- випромінюванням , бета-випромінюванням, нейтронним випромінюванням, пучками елементарних частинок з медичного прискорювача). Променева терапія проводиться курсом, в який включається декілька сеансів опромінення тривалістю 1-5 хвилин. Радіохірургія ж дозволяє видалити пухлину одномоментно, за один сеанс тривалістю 1-3 години. Особливою популярністю радіохірургія придбала в лікуванні пухлин головного мозку. «Золотим стандартом» в радіохірургії головного мозку став апарат Гамма-ніж. Стереотаксична радіохірургія апаратом Гамма-ніж дозволяє абсолютно безболісно, без розтину черепної коробки видалити пухлину головного мозку, руйнуючи ДНК ракових клітин. При цьому здорові клітини мозку не зачіпаються. Радіохірургія апаратом Гамма ніж має обмеження у вигляді розміру пухлини – він не повинен перевищувати 30-35 мм , та віку пацієнта – діти приймаються на лікування пухлини головного мозку апаратом Гамма-ніж з 12-річного віку.

<http://ua.hunmed.com/diagnosis/yadernaya-medicina-v-diagnostike-i-lechenii-raaka.html>



Мал. 5

1.5. Теорії космогонії

Космогонія (грец. κοσμογονία, від грец. κόσμος — світ, Всесвіт і грец. γονή — народження), — галузь науки, в якій вивчається походження і розвиток космічних тіл і їх систем: зірок і зоряних скупчень, галактик, туманностей, Сонячної системи і всіх вхідних в неї тіл — Сонця, планет (включно із Землею), їх супутників, астероїдів (або малих планет), комет, метеоритів. Вивчення процесів космогонії є одним з головних завдань астрофізики. Оскільки всі небесні тіла виникають і розвиваються, ідеї про їх еволюцію тісно пов'язані з уявленнями про природу цих тіл взагалі. У сучасній космогонії широко використовуються закони фізики і хімії.

<http://uk.wikipedia.org/wiki/Космогонія>

Вивченням Сонячної системи займалися різні вчені, починаючи від грецьких філософів до астрономів і фізиків XXI століття. Астрономи спостерігають космічні тіла на різних стадіях розвитку: що утворилися зовсім недавно й у далекому минулому, що швидко "старіють" або майже застигли у своєму розвитку. Зіставляючи численні дані спостережень із фізичними процесами; що можуть відбуватися за різних умов у космічному просторі, вчені намагаються пояснити, як і з чого утворюються небесні тіла.

Сьогодні всі гіпотези про походження Сонячної системи значною мірою ґрунтуються на даних про хімічний склад і вік порід Землі й інших тіл Сонячної системи. Найбільш точний метод визначення віку порід полягає в підрахунку відношення кількості радіоактивного урану до кількості свинцю, що знаходиться в цій породі. Швидкість такого утворення відома точно, і її неможливо змінити жодним чином. Проби порід показали, що найбільш давні з них нараховують кілька мільярдів років.

<http://ru.osvita.ua/vnz/reports/astronom/25896/>

У зв'язку з успіхами фізики, особливо з відкриттям спектрального аналізу і застосуванням фотографії. На поч. 20 століття розроблення теоретичної фізики, зокрема теорії випромінювання і атомної фізики, а

також швидке зростання техніки спостережень стали передумовою інтенсивного розвитку **астрофізики**, як самостійної галузі науки.

Астрофізика займається експериментальним та теоретичним вивченням будови зір і навколозоряних оболонок, міжзоряного середовища, корпускулярного та електромагнітного (радіо-, теплового, оптичного, рентгенівського та гамма-) випромінювання планет, Сонця, зірок та галактик, руху зоряних систем, **розробкою космогонічних моделей.**

<http://uk.wikipedia.org/wiki/Астрофізика>

Розглянемо деякі космогонічні моделі:

1) Поширеність протонів та нейтронів у природі

З моменту утворення Всесвіту протонів у природі завжди було і є значно більше ніж нейтронів (на порядок), за винятком, можливо, початкової нетривалої стадії еволюції Всесвіту, коли їх могло бути порівну. Про поширеність в природі протонів (елемента водню) ми будемо тут і особливо надалі ще багато говорити, але особливий інтерес мають дані про поширеність нейтронів. Питання про поширеність нейтронів у природі є одним із фундаментальних і вирішеним лише частково, у багатьох відношеннях на рівні модельних уявлень та гіпотез. Це питання досить важливе і цікаве в зв'язку з тим, що воно пов'язане, як буде видно надалі, структурою та еволюцією основних космічних об'єктів – зірок, а також з деталями властивостей речовини та процесів у Всесвіті, в тому числі і в Сонячній системі, зокрема, з утворенням в Всесвіті хімічних елементів, важчих за водень. Оскільки вільні нейтрони існують лише близько 12 хвилин і розпадаються з утворенням стабільних протонів за відомою схемою $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$, то нейтрони в природі на даний час існують, головним чином, в атомних ядрах і в таких космічних об'єктах, як нейтронні зірки.

В Сонячній системі нейтрони в основному зв'язані в ядрах: в самому Сонці більше усього нейтронів в ядрах гелію ${}^4_2\text{He}$, в планетах, в тому числі й на Землі, – в більш важких ядрах. Вільні нейтрони в Сонячній системі у відносно невеликих кількостях та на нетривалий час утворюються при взаємодії з речовиною космічних променів, головною компонентою яких є високоенергетичні протони. Наприклад, такий протон, влетівши в земну атмосферу, може вибити із ядра якого-небудь атома нейтрон великої енергії, який в свою чергу може вибити протон або нейтрон з інших ядер, народжуючи ще деяку кількість піонів та γ -квантів. Якщо це відбувається на висоті в декілька десятків кілометрів над рівнем моря, то до поверхні Землі або моря може долетіти багато мільйонів вторинних частинок, що вкривають площу в декілька квадратних кілометрів. Це так звані атмосферні зливи, в яких деяку частину можуть становити і швидкі нейтрони, що утворилися в атмосфері. На Землі вільні нейтрони в малих кількостях утворюються ще при взаємодії з ядрами різних частинок радіоактивного розпаду та при спонтанному поділі природного урану, а на Сонці – при сонячних спалахах, причому частина таких нейтронів може досягти Землі.

Якщо виходити із моделі гарячого Всесвіту, теорію якого в 1946–1968 рр. розвивав Г.А.Гамов, в першу мить після свого народження в результаті Великого вибуху близько 15 мільярдів років тому Всесвіт був досить однорідним і мав колосальну густину і дуже високу температуру $\gg 1 \text{ MeV}$. Спочатку народжувалися кварки, глюони, лептони, а вже потім нуклони та інші частинки. При зазначених умовах ядра, як зв'язані стани нуклонів, існувати ще не могли і матерія становила досить густий газ елементарних частинок, в якому густина нейтронів була майже такою ж, як і густина протонів. Але з часом після вибуху внаслідок розширення Всесвіту, яке триває і нині, середня густина і температура речовини (газу) швидко зменшувались. Минуло багато часу, поки стали формуватися зірки. У результаті зіткнень нуклонів могли утворюватися спочатку малонуклонні

зв'язані стани, тобто найлегші складені ядра – дейтрони, ядра гелію, а пізніше і багатонуклонні ядра. Це вело до утворення всередині зірок різних хімічних елементів. Так що врешті хімічні елементи утворювались з водню в результаті ядерних (термоядерних) реакцій всередині зірок. Вільні нейтрони, що не вступили в реакцію, з часом перетворювались в протони шляхом β^- – розпадів нейтронів. У результаті більша частина нейтронів в природі на даний час виявилась в складі атомних ядер, тобто зв'язаною, головним чином, в ядрах ізоотопу гелію ${}^4_2\text{He}$.

2) Будова та рання еволюція зірок

У ранній еволюції Всесвіту був час, коли основна частина його матерії була зосереджена в окремих доволі протяжних газо-пилових хмарах, які складались головним чином з водню. Якщо маса такої хмари була досить велика, то під дією сил гравітаційного притягання речовина хмари згущувалася і остання перетворювалася в так звану протозірку. При подальшому гравітаційному стисканні протозірка розігрівалася. Таким чином, гравітаційне стискання – це перший етап еволюції майбутньої зірки, який призводить до розігрівання центральної зони протозірки до температур, необхідних для проходження перших ядерних реакцій синтезу водню – термоядерних реакцій, потрібних для виникнення сучасної зірки, що світить. Це відбудеться тоді, коли температура в центральній частині вихідної протозірки досягне десятків мільйонів градусів. У виниклі надлегкі складні ядра будуть входити вже створені в результаті термоядерних реакцій нейтрони.

Внаслідок виділеної при термоядерних реакціях енергії, температура і газокінетичний тиск в центральній області протозірки продовжують збільшуватись. Настає, нарешті, момент, коли гравітаційне стиснення протозірки буде зупинене газо-кінетичним тиском, тобто настає гідростатична рівновага. У цей момент протозірка перетворюється в якісно

новий стан, який вже і називається зіркою. Основна маса Всесвіту сьогодні зосереджена якраз в зірках.

Речовина в надрах зірки знаходиться в вигляді повністю іонізованого газу-плазми. Великий гравітаційний тиск всередині зірки утримує плазму з великою температурою і густиною і тим самим створює необхідні умови для протікання стаціонарних та самопідтримних термоядерних реакцій. Зовнішні більш розріджені шари речовини зірки з більш низькою температурою є доброю термоізоляцією її внутрішніх гарячих частин.

Повна кількість енергії, що випромінюється зіркою в одиницю часу, називається світністю зірки. Цікаво, що Сонце за рахунок випромінювання в одну секунду втрачає масу в 4 мільйони тон. Однак термоядерного пального Сонця ще вистачить на мільярди років. Іншого можливого джерела енергії – гравітаційного стиснення – було б достатньо для підтримання світності Сонця протягом усього лише 30 мільйонів років.

3) Пізня еволюція зірок

Теорія еволюції зірок ще далека від завершення. Зупинимось коротко на деяких основних більш чи менш встановлених положеннях теорії еволюції зірок до їх згасання (вмирання), коли в зірці вичерпується сировина для термоядерних реакцій легких ядер. Якщо маса зірки значно менша сонячної, то еволюція такої зірки при вигоранні водню проходить дуже повільно і може закінчитися на утворенні лише ізотопу гелію-3. У зірках із більшою масою, близькою до сонячної маси, еволюція закінчується на утворенні ізотопу гелію-4. Зірки з масою, що перевищує три сонячних маси, еволюціонують вже по-іншому. Після згорання в них основної маси водню і утворення у великих кількостях гелію-4 починає згорати вже сам гелій, оскільки в центральних частинах таких важких зірок створюються необхідні для цього умови – ще більш високі температури та густини речовини, ніж у надрах зірок, подібних до Сонця. При цьому три α -частки зливаються в

ядро вуглецю $^{12}_6\text{C}$, яке в свою чергу, з'єднуючись з новим ядром ^4_2C , перетворюється в ядро кисню тощо. При цьому всі подібні реакції злиття ядер супроводжуються великим енерговиділенням. У центральній частині такої масивної зірки (ядрі зірки) будуть накопичуватися ядра вуглецю, кисню, неону, магнію, а в невеликих кількостях і більш важкі ядра. Так народжуються та накопичуються більш важкі, ніж водень та гелій, хімічні елементи. Виникнення рідкісних ізотопів середніх та важких ядер можливе тільки на останній катастрофічній стадії еволюції масивних зірок або ще під дією потоку нейтринного випромінювання з колапсуючого ядра зірки, але тут ще не все зрозуміло.

Що ж буде відбуватися з зіркою, коли джерела термоядерної енергії в ній – найлегші ядра, будуть в основному вичерпані? При високих температурах та густинах у таких зірках їх речовина не буде становити нейтральну за електричним зарядом плазму – суміш газу електронів та атомних ядер, що виявляє квантові та релятивістські властивості. Зауважимо, що при дуже великих густинах електронного газу ρ_e в зірках він стає виродженим і за своїми властивостями близьким до ідеального газу.

При дуже великих густинах електронного газу, який стає ультрарелятивістським, стан зірки визначається величиною її маси. Для значень зіркової маси M_z , менших за деяке критичне значення M_c , що називається межею Чандрасекара, гравітаційне стиснення зірки буде зупинене дією тиску електронного газу, тобто зірка може бути стабілізована. (Електронні та гравітаційні тиски зрівнюються, якщо $M_z \leq M_c$). Відповідні зірки мають малі розміри, великі густини та температури і називаються білими карликами. Як вже зазначалося вище, їх маси близькі до сонячних, а розміри до земних. Таким чином, на пізніх стадіях еволюції зірки з масою $M_z < M_c$, як в білих карликах, зіркова речовина переходить в стан виродженого електронного газу, ніби розчиненого в газі ядер. Тиск цього релятивістського газу не залежить від температури і врівноважує сили тяжіння. Мала світність

білих карликів пов'язана з великими витратами власних теплових запасів, які поволі виснажуються, і зірки повільно охолоджуються та згасають.

Якщо ж маса зірки M_3 більша від критичної маси Чандрасекара M_c , то гравітаційний тиск буде перевищувати тиск електронного газу і тому гравітаційне стиснення зірки буде продовжуватися. Теоретично кінцевим результатом еволюції такої зірки має бути так званий гравітаційний колапс, тобто нескінченне падіння речовини до центра зірки. Врешті, коли густина стає гігантською, а відштовхування частинок і квантові ефекти припиняють колапс, може відбутися потужний вибух (кажуть про спалах наднової зірки, або просто наднової) з викидом значної кількості речовини зірки в навколишній простір. Залишки вибухів зірок часто існують як особливі туманності (наприклад, Крабовидна туманність).

Частина речовини вибухнулої наднової може утворити досить густі нейтронні зірки та(або) чорні дірки. Вибух зірок має велике значення для швидкого переміщення великих мас речовини в міжзірковому просторі, утворення хімічних елементів в природі, для народження космічних променів, що розповсюджуються на величезні відстані.

У більшості випадків хімічний склад в стаціонарних зірках, дані про який отримують зі спектроскопічних аналізів поверхневих шарів зірок, виявляється досить близьким для різних зірок та відповідає розповсюдженості різних елементів в космосі (і в Сонячній системі в тому числі). Але є і аномалії в хімічному складі деяких зірок на їх поверхні, що частково може бути пояснено процесами конвекції зіркової речовини та виносом на поверхню зірок продуктів ядерних реакцій (середніх та важких елементів) з вигорілих внутрішніх частин зірок. Такі зірки, переважно, перебувають вже на пізніх стадіях еволюції. Дуже рідко зустрічаються зірки з великою аномалією свого хімічного складу і пояснити до кінця причини цього поки що не вдається.

Тобто, в процесі своєї еволюції кожна зірка, що утворилася, проходить такі послідовні стадії розвитку: гравітаційне стиснення із розрідженої газопилової хмари з перетворенням її в протозірку, стадію утворення нормальної зірки, що світиться, в головній послідовності, зміщення зірки з головної послідовності в область червоних гігантів і, нарешті, останню стадію, яка для різних зірок може бути різною. Є і інші уявлення про походження зірок на початковій стадії, наприклад, утворення зірок із надгустої праматерії в результаті її розчленування. Кінцеву стадію еволюції деяких зірок ми зараз розглянемо.

4) Процес нейтронізації зіркової речовини, нейтронні зірки та чорні дірки

На початку зіркової термоядерної еволюції в зірці на один нейтрон припадає приблизно шість протонів. Однак в процесі еволюції і особливо в заключних її стадіях це співвідношення може сильно змінитися. Спочатку нейтрони накопичуються у зірковій речовині завдяки водневому та вуглецевому циклам з перетворенням водню в центральних частинах зірки в гелій-4 з виділенням енергії, але структура зірки в іншому залишається ще майже колишньою. Тут нейтронів та протонів стає приблизно вже порівну. Наступні ядерні реакції синтезу не змінюють цієї пропорції, тому що вони зводяться до злиття декількох ядер гелію-4 з утворенням більш важких елементів. Але це відбувається лише до тієї стадії, коли електронний газ завдяки високій густині речовини стає виродженим.

Коли енергія Фермі виродженого електронного газу в зірці стає більшою максимальної (граничної) енергії електронного β -розпаду нейтронів в ядрах, електронний бета-розпад нейтрона вже не відбувається, але енергетично та квантовомеханічно стає можливим обернений β -розпаду процес з перетворенням протонів в нейтрони. Тобто на пізній стадії еволюції

зірки її речовина буде переходити в нейтронний стан. Цей процес і називається нейтронізацією.

Умови для швидкої нейтронізації речовини в зірці можуть скластися під час кінцевої стадії еволюції масивної зірки, коли може відбуватися гравітаційний колапс. Якщо маса центральної області зірки, де вичерпались запаси ядерного пального, виявиться більшою за межу Чандрасекара (приблизно півтори сонячних маси), то вона буде продовжувати стискатися майже до ядерних густин, що і приведе до швидкої нейтронізації речовини. Нейтронна зірка може з'явитися також в результаті еволюції білого карлика, якщо він входить у подвійну зоряну систему і до білого карлика від другої близької зірки цієї системи перетікає речовина. З часом маса білого карлика, що збільшується, може досягнути необхідної величини (маси Чандрасекара) для перетворення його внаслідок процесів нейтронізації в нейтронну зірку..

Якщо маса нейтронної зірки перевищить приблизно три сонячні маси, то внаслідок релятивістського гравітаційного колапсу зірка може перетворитися в так звану чорну дірку. Радіус такої дірки асимптотично прямує до так званого гравітаційного радіусу.

Поле гравітаційного тяжіння в тій частині простору, що її зайняла чорна дірка, настільки сильне, що друга космічна (параболічна) швидкість для тіл в області чорної дірки має перевищувати швидкість світла. Це значить, що жодна частинка, жодне випромінювання, зокрема електромагнітне, не може вилетіти з чорної дірки. Границя області, за яку не виходить світло, називається горизонтом чорної дірки.

Можна оцінити масу невидимої зірки в подвійній зоряній системі. Якщо ця маса буде менша за півтори сонячних маси, то невидима зірка є білим карликом; якщо більше, але не перевищує трьох сонячних мас, то ми маємо справу з нейтронною зіркою; якщо ж маса невидимої зірки виявиться більшою за три сонячних маси, то вона є чорною діркою.

Таким чином, заключна стадія еволюції зірки, залежна від початкової її маси, і за сучасними уявленнями може закінчитися утворенням або білого карлика, або нейтронної зірки, або чорної дірки, або взагалі повністю розпастися.

5) Модель гарячого Всесвіту

Розглянемо еволюцію всього Всесвіту, починаючи від його народження до сьогодення, в межах найбільш обґрунтованої та загальноприйнятої теоретичної моделі гарячого Всесвіту, розробленої, як згадувалося раніше, в кінці 40-х р. XX ст. Г.Гамовим та його колегами. При побудові цієї моделі використовувались надійно встановлені положення буквально усіх існуючих головних розділів сучасної фізики – механіки, термодинаміки та статистичної фізики, електродинаміки, атомної та ядерної фізики, фізики елементарних часток, квантової теорії поля.

Згідно з відкритим в 1929 р. Е.Хабблом розширенням Всесвіту наш світ не перебуває в рівноважному стані в макроскопічному масштабі. Чим далі від нас знаходяться галактики та інші позагалактичні (зовні нашої Галактики) джерела випромінювань, тим з більшою швидкістю вони від нас віддаляються. За законом Хаббла ця швидкість пов'язана з відстанню R від нас до космічного об'єкта, що віддаляється.

На початку розширення Всесвіту в термодинамічній рівновазі з речовиною повинно було перебувати чорнотільне випромінювання з такою ж, як і у речовини, температурою. Температура речовини та випромінювання в ході розширення повільно зменшувалася і до наших часів повинні були дожити охололі реліктові фотони – свідки ранньої гарячої стадії еволюції Всесвіту. Зі збільшенням відстаней між галактиками при розширенні Всесвіту відповідно повинна була зростати за величиною і довжина хвилі фотонів. Це так званий ефект червоного зміщення. Він дійсно спостерігається

в спектрі джерел світла (галактик, наприклад), що віддаляються, і обумовлений, як відомо, ефектом Доплера.

Експериментальне підтвердження існування реліктових фотонів відкрили наявність у Всесвіті ізотропного електромагнітного (фонового) випромінювання з температурою $\sim 3K$. Модель гарячого Всесвіту підтверджується також наявністю у Всесвіті великої кількості (за масою $\geq 22\%$ усієї речовини) гелію, а також знайденого в міжзірковому газі високого вмісту дейтерію, що можна пояснити згідно з моделлю гарячого Всесвіту лише ядерними реакціями синтезу, які відбулися раніше.

Вважається, що в перші після народження Всесвіту температура речовини могла бути порядку планківської температури, а густина речовини – порядку планківської.

У ті перші малі долі секунди і ще трохи пізніше були такі фізичні умови, що міг не зберігатися баріонний заряд, з чим була пов'язана можливість розпаду найлегшого баріону – протона на більш легкі частинки, що не мають баріонного заряду. Трохи пізніше планківських часів, але все ще на ранніх стадіях розширення Всесвіту речовина деякий час перебувала при температурах $T \geq 3,5 \cdot 10^{12} K$ та густинах $\rho \geq 10^{16} \text{ г/см}^3$. Подібні умови, а з ними і кварк-глюонна плазма, можуть існувати і нині в надрах нейтронних зірок та чорних дір, при вибухах наднових зірок, а також в квазарах – найпотужніших за випромінюванням об'єктів у Всесвіті, які є за припущенням нестационарними ядрами галактик.

При температурах $T \geq 10^{12} K$, що було при $t \leq 3 \cdot 10^{-4} \text{ сек}$, в термодинамічній рівновазі знаходились мезони, протони та антипротони, нейтрони та антинейтрони, нейтрино та антинейтрино, тобто кількість частинок та відповідних античастинок була майже однаковою. При температурах $T \geq 3 \cdot 10^9 K$ згідно зі статистичною фізикою в термодинамічній рівновазі з фотонами мало перебувати майже стільки ж

електронів і стільки ж позитронів. Однак частинок було на дуже невелику частку більше ніж античастинок, що пов'язано з відкритою порівняно недавно асиметрією деяких властивостей частинок та античастинок та їх відносною кількістю. З часом більша частина античастинок у природі проанігілювала з такою ж кількістю відповідних частинок, а ті частинки, що залишилися, стали вихідним матеріалом для побудови сучасного світу. Через зазначено причину наш світ складається в основному із частинок, а античастинки в парах з відповідними частинками в дуже малих кількостях народжуються лише на короткий час при зіткненнях частинок, після чого античастинки анігілюють з відповідними частинками.

Тривалий час до температур в декілька десятків кельвінів Всесвіт становив суміш нейтрального газу з фотонами та нейтрино. Лише при $T \sim 10\text{K}$ завдяки гравітаційній нестійкості почали утворюватися галактики та інші великомасштабні структури Всесвіту, що трапилось у віці Всесвіту приблизно мільярд років. Зірки почали виникати приблизно ще через два мільярди років, але зіркоутворення продовжується і нині, коли вік Всесвіту досягнув вже 13–15 мільярдів років.

Що до пояснення причини Великого вибуху і пояснення найбільшої космологічної проблеми – народження Всесвіту, то тут виникають великі принципові, перш за все теоретичні труднощі, які пов'язані з тим, що планківська ера знаходиться на межі існуючих фізичних теорій, тобто на межі наших знань фізичних явищ у цій області. Більш-менш зрозуміло, що в цій (планківській) області існування Всесвіту велике, визначальне значення мають як гравітаційні, так і квантові (релятивістські) явища. Відповідно до цього в останні роки сформульовано гіпотези про можливість спонтанного квантового виникнення Всесвіту із вакууму як наслідок квантової флюктуації.

Хоча деякі факти, як ми бачимо, вже якісно пояснюються в сучасній космології, але на деякі принципові питання ще не має добре обґрунтованих відповідей. Нині перед космологією стоять ще деякі першочергові завдання. Необхідно краще пояснити такі факти: великомасштабну однорідність та ізотропію Всесвіту, близькість густини до критичного значення, характерну структуру Всесвіту у вигляді галактик та їх скупчень. Фахівці цієї галузі сучасної астрофізики та сучасної космології ставляться до цих проблем оптимістично.

http://www.researchgate.net/profile/Leonid_Bulavin/publication/260094688_Nuclear_Physics/links/0f31752fdbed41b060000000.pdf

1. Мухин К.Н. Экспериментальная ядерная физика. В 2 т. – М., 1972.
2. Окунь Л.Б. Физика элементарных частиц. – М., 1988.
3. Ахиезер А.И., Степановский Ю.П. От квантов света до цветных кварков. – Киев, 1993.
4. Тартаковский В.К. Элементарные частицы и фундаментальные взаимодействия. – Киев, 1987.
5. Фундаментальная структура материи / Под ред. А.Д. Суханова. – М., 1984.
6. Валантэн Л. Субатомная физика: ядра и частицы. – М., 1986.
7. Кейн Г. Современная физика элементарных частиц. – М., 1990.
8. Хелзен Ф., Мартин А. Кварки и лептоны. – М., 1987.
9. Власов Н.А. Нейтроны. – М., 1971.
10. Иродов И.Е. Сборник задач по атомной и ядерной физике. – М., 1971.

11. Ахиезер О.И., Березной Ю.А. Теория ядра. – К, 1995.
12. Ахиезер О.И., Березной Ю.А. Теория ядерных реакций. – Х., 2001.
13. Гопыч П.М., Залюбовский И.И. Ядерная спектроскопия. – Х., 1980.
14. Белокуров В.В., Ширков Д.В. Теория взаимодействий частиц. – М., 1986.
15. Ахиезер А., Померанчук И. Введение в теорию нейтронных мультиплицирующих систем (реакторов). – М., 2002.
1. Широков Ю.М., Юдин Н.П. Ядерная физика. – М., 1980
2. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Атомная и ядерная физика. Ч.2. – М., 1989.
3. Вальтер А.К., Залюбовский И.И. Ядерная физика. – Х., 1978

РОЗДІЛ 2. Теоретична основа ядерної фізики та фізики елементарних частинок

2.1. Масштаби фізичних величин у ядерній фізиці

- Час: $1 \text{ мкс} = 10^{-6} \text{ с}$; $1 \text{ нс} = 10^{-9} \text{ с}$.
- Відстань: $1 \text{ ф} = 10^{-13} \text{ см} = 10^{-15} \text{ м}$; $1 \text{ Å} = 10^{-8} \text{ см} = 10^{-10} \text{ м}$.
- Енергія: $1 \text{ eV} = 1.6 \cdot 10^{-12} \text{ ерг} = 16 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}$; $1 \text{ кеВ} = 10^3 \text{ eV}$; $1 \text{ МеВ} = 10^6 \text{ eV}$; $1 \text{ ГеВ} = 10^9 \text{ eV}$; $1 \text{ ПеВ} = 10^{12} \text{ eV}$.
- В якості маси використовують атомні одиниці ваги або енергію для якої справедливе наступне співвідношення:

$$E_{\text{рел}} = M \cdot c^2. \quad (1)$$

$E_{\text{рел}}$ – це повна енергія, частинки в стані спокою. Якщо частинка рухається співвідношення (1) набуває вигляду:

$$E_{\text{рел}} = c\sqrt{p^2 + M^2c^2}. \quad (2)$$

Якщо $p = 0$, ми отримуємо (1).

Релятивістська кінетична енергія:

$$T = E_{\text{к}} = c\sqrt{p^2 + M^2c^2} - Mc^2. \quad (3)$$

- Швидкість частинки v , знаходиться із співвідношення:

$$v = \frac{pc^2}{E_{\text{рел}}}.$$

Згідно теорії відносності може існувати частинка, маса спокою якої рівна 0. ($M = 0$).

Тоді,

$$E_{\text{рел}} = |p| \cdot c. \quad (5),$$

а швидкість:

$$|v| = c. \quad (6)$$

Формулу (2) можна переписати по іншому:

$$E_{\text{рел}}^2 - c^2 \cdot p^2 = M^2c^4; \quad (7)$$

$$E_{\text{рел}}^2 - c^2 \cdot p^2 = \text{const}. \quad (8)$$

З формули (8) слідує, що якби не змінювалася швидкість частинки, її енергія буде змінюватися таким чином, щоб (8) залишалась const. (8) носить назву інтеграла руху.

Для двох частинок, які рухаються з імпульсами p , q та енергіями E_p , E_q справедливе наступне співвідношення:

$$E_p E_q - c^2 pq = \text{const} \quad (9)$$

- Додавання швидкостей в ядерній фізиці здійснюється по Енштейнівських законах:

$$v_2 = \frac{v_1 + u}{1 + \frac{v_1 \cdot u}{c^2}}. \quad (10)$$

- В ядерній фізиці основною фундаментальною константою є постійна Планка \hbar :

$$h = 10^{-27} \text{ ерг} \cdot \text{с};$$

$$\hbar = \frac{h}{2\pi}. \quad (11)$$

Однією з властивостей ядерного світу є нерозривний зв'язок між частинкою і хвилею (корпускулярно-хвильовий дуалізм).

\vec{k} – вказує напрямок хвилі.

$$|k| = \frac{2\pi}{\lambda}. \quad (12)$$

$$E = \hbar\omega, \quad p = \hbar k, \quad \omega = 2\pi\nu.$$

Також в ядерній фізиці застосовують апарат квантової механіки, де стан частинки в ядрі або ядра задається хвильовою функцією. Для знаходження енергії у такій системі застосовують рівняння Шредінгера:

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = H\psi,$$

$$H\psi = E\psi.$$

2.2. Статистичні властивості ядер

2.2.1. Атомне ядро

Розміри ядер порядку $10^{-12} - 10^{-13}$.

В ядрі 99,95% маси атома.

Існування твердого протяжного ядра було відкрито Резерфордом у 1906 – 1912 рр. при вивченні пружного розсіювання α – частинок з енергіями декілька еВ. Виявилось, що ядро менше від атома у 10^4 раз і в ньому діють сили, які назвали ядерними, які є короткодійними.

Ядерний спектр, як і атомний має дискретно виражений характер. Фізичні величини, які характеризують ядра поділяються на статичні і динамічні.

Статичні величини – це величини, які характеризують не збуджені ядра.

Динамічні – це величини, які проявляються в ядерних реакціях.

Важливі статичні величини:

- Величини, що характеризують склад ядра:

Z – атомний номер;

A – масове число.

- Механічні величини:

$E_{\text{зв}}$ – енергія зв'язку;

I – спин ядра;

P – парність ядра.

- Величини, що характеризують розміри і форму ядра:

R – радіус ядра;

$l = \frac{\partial R}{R}$ – несферичність.

- Величини, що характеризують електромагнітні властивості ядра:

R_e – середньоквадратичний радіус розподілу заряду;

μ – дипольний момент;

Q – квадрипульний момент.

- Статистичні величини:

τ – час життя;

$T_{\frac{1}{2}}$ – період піврозпаду;

$d\Omega$ – тілесний кут розсіювання;

Θ – ефективний переріз розсіювання;

розподіл Фермі-Дірака;

розподіл Бозе-Ейнштейна.

2.2.2. Склад та будова ядер. Поняття про електронний та баріонний заряди

Атомні ядра складаються з 2 елементарних частинок:

p – протонів;

n – нейтронів.

Маса протона і нейтрона близька між собою, і в 2000 раз більша за масу електрона

$$m_p = 1836 \cdot m_e = 1,67239 \cdot 10^{-24} \text{ з};$$

$$m_n = 1836 \cdot m_e = 1,67470 \cdot 10^{-24} \text{ з}.$$

Заряд $p : q = +1$, заряд електрона;

Заряд $n : q = 0$.

Тримаються разом нейтрони і протони у ядрі за допомогою сил сильної взаємодії, і ці сили називають ядерними силами.

Близькість мас n і p призвела до того, що їх почали називати одним словом – нуклони.

Тобто можна вважати, що p і n є однією частинкою із різним зарядовим станом. Атом електрично нейтральний, тому кількість p рівна кількості e. Заряд ядра або кількість p позначають літерою Z. Маса ядра позначають A, кількість n позначають N.

Справедливе співвідношення:

$$A = N + Z. (1)$$

Для позначення атомів використовують наступну форму: ${}_Z X^A$

Наприклад: ${}_4 Be^9$, де $Z = 4$, $A = 9$, $N = 5$.

Ядра, з одним і тим ж самим Z , але різними A називаються ізотопами.

Наприклад: ${}_{92}U^{235}$ і ${}_{92}U^{238}$; ${}_1H^1$, ${}_1H^2$, ${}_1H^3$.

Ізобарами називають ядра з однаковим A , але різним Z .

Наприклад: ${}_1H^3$, ${}_2H^3$.

Ізотонами називають ядра з однаковим N , але різним Z .

Назви ізоотопів водню:

${}_1H^1 - p^1$ – протій;

${}_1H^2 - d^2$ – дейтерій;

${}_1H^3 - T^3$ – тритій.

Атомний номер рівний електричному заряду Z , він є цілочисельним і строго зберігається при любых взаємодіях і перетвореннях.

Сукупність експериментальних даних показує, що крім Z зберігається ще одна величина, яку називають баріонним зарядом, позначають B . Він теж є цілочисельним і в ядерній фізиці:

$$B=N. \quad (2)$$

Збереження баріонного заряду призводить до того, що матеріал не розпадається. Розглянемо деякі цікаві факти, які стосуються величин A і Z :

- Відомі ядра зі всіма значеннями Z :

$$Z = 0, 1, \dots, 108.$$

- Не існує стабільних ядер із Z :

$$Z = 0, 43, 61, \geq 84.$$

- Відомі ядра із масою:

$$A = 1 \dots 260.$$

- Не існує стабільних ядер з A :

$$A = 5, 8, \geq 210.$$

- Властивості ядер суттєво залежать від парності Z та N . Це видно з того, що найбільш стабільні ядра із парно-парними Z та N , і менш стабільними якщо N чи Z непарне.
- При малих A стабільні ядра містять однакову кількість n і p . при $A > 210$ кількість n різко зростає для стабільних ядер
- Більшість хімічних елементів мають декілька стабільних ізотопів.

$${}_{50}\text{Sn}^{112}, {}_{50}\text{Sn}^{114}, {}_{50}\text{Sn}^{115}, {}_{50}\text{Sn}^{116}, {}_{50}\text{Sn}^{117}, {}_{50}\text{Sn}^{118}, {}_{50}\text{Sn}^{120}, {}_{50}\text{Sn}^{122}, {}_{50}\text{Sn}^{123}, {}_{50}\text{Sn}^{124}.$$

2.2.3. Енергія зв'язку ядер

Енергією зв'язку ядер називають енергію $E_{\text{зв}}$, яку необхідно надати ядру, щоб повністю його розчепити на нейтрони і протони. Енергія, яка необхідна для вибиття одного протона з ядра:

$$E_p = E_{\text{зв}}(A, Z) - E_{\text{зв}}(A-1, Z-1). \quad (1)$$

Для вибивання α – частинки необхідна енергія:

$$E_{\alpha} = E_{\text{зв}}(A, Z) - E_{\text{зв}}(A-4, Z-2) - E_{\text{He}}(A=4, Z=2). \quad (2)$$

Енергію зв'язку можна знайти з такої формули:

$$E_{\text{зв}}(A, Z) = (Z \cdot M_p + NM_n - M_{\text{ядро}}) \cdot c^2. \quad (3)$$

Енергія зв'язку часто вимірюється в атомних одиницях маси:

$$1 \text{ a.o.m.} = \frac{1}{12} M_{\text{C}_{12}} - \text{маси вуглецю.}$$

Наприклад: енергія взаємозв'язку α буде:

$$E_{\text{зв}}(\alpha) = (2 \cdot 1,007276 + 2 \cdot 1,008665 - 4,001523) \text{ a.o.m.} \approx 28,3 \text{ MeV.}$$

Різниця Δ між масою ядра і його масовим числом називається дефектом мас:

$$\Delta = \frac{M(Z, A)}{\frac{1}{12} M_{\text{C}_{12}} \cdot c^2} - A. \quad (4)$$

2.2.4. Ядерні спіни

Протони і нейтрони у ядрі мають не 0 спіні. Оскільки ядра складаються з них, то загальний спін ядра буде рівний геометричній сумі спінів його складових. Із квантової механіки проекція спіна на вибрану вісь рівна:

$$j^2 = \hbar^2(j+1)j; \quad (1)$$

$$\begin{cases} j_n = \frac{1}{2}; \\ j_p = \frac{1}{2}; \\ j_e = \frac{1}{2}. \end{cases} \quad (2)$$

Наприклад для

$$\begin{array}{lll} {}_1\text{D}^2 & \uparrow\uparrow = S & j_d = 1 \\ & \uparrow\downarrow = 0 & j_d = 0 \end{array}$$

$$\begin{array}{llll} {}_2\text{H}^4 & \uparrow\uparrow\uparrow\uparrow = 2 & j_{\text{He}} = e & \text{Паремлій} \\ & \downarrow\downarrow\uparrow\uparrow = 1 & j_{\text{He}} = 1 & \text{Оргелій} \\ & \uparrow\downarrow\uparrow\downarrow = 0 & j_{\text{He}} = 0 & \end{array}$$

Останній випадок не існує, бо він суперечить принципу Паулі.

При парному A спін ядра завжди цілий, а при непарному A – напівцілий.

Спіни всіх парно-парних ядер, окрім ${}_2\text{H}^4$ дорівнює 0.

Спіни всіх стабільних ядер не перевищують $\frac{9}{2}$.

2.2.5. Магнітні дипольні моменти ядер

Кожне ядро з ненульовим спіном j має магнітний дипольний момент $\vec{\mu}$.

Енергія такого магнітного поля:

$$E = -\vec{\mu}\vec{H}. \quad (1)$$

Як буде показано пізніше магнітний момент можна знайти через спин електрона:

$$\vec{\mu} = g \vec{j}. \quad (2)$$

g – називають гіромагнітним відношенням.

З 60-х років вивченням магнітного дипольного моменту і spinів ядер займається наука, яка називається дослідженням надтонкої структури ядер.

2.3. Статистика. Парність

Мікрочастинки володіють такою характеристикою, як статистика.

Статистика – це не є індивідуальна характеристика частинки, але вона описує систему цих частинок і вона є наслідком того, що не можна відлічити одну частинку від іншої.

Перше правило, яке слідує з цього називається правилом тотожності частинок.

Якщо поміняти 2 однакових ядра місцями фізична картина світу для них не зміниться.

Це правило дозволяє спростити розрахунки в ядерній фізиці, використовуючи апарати математичної статистики та квантової механіки.

Введемо оператор перестановки:

\hat{P}_{12} – означає, що при дії цим оператором на хвильову функцію координати першої частинки міняються місцями з координатами другої частинки.

$$\hat{P}_{12} \Psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{r}_3, \dots, \vec{r}_n) = \Psi(\vec{r}_2, \vec{r}_1, \vec{r}_3, \dots, \vec{r}_n). \quad (1)$$

З цього слідує, що оператор

$$\hat{P}_{12}^2 = 1, \quad (2)$$

$$\hat{P}_{12} = \pm 1. \quad (3)$$

Тобто при перестановці двох однакових частинок функція міняє знак (непарна), або функція не міняє знак (парна).

Частинка підпорядковується статистиці Бозе-Ейнштейна, якщо її хвильова функція парна, тоді оператор $\hat{P} = 1$, а такі частинки будемо називати бозонами.

Частинка підпорядковується статистиці Фермі-Дірака, якщо хвильова функція є антисиметрична, тоді оператор перестановки $\hat{P} = -1$, а такі частинки називаються ферміонами:

$$\hat{P}\Psi_{m_1 m_2}(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = \Psi_{m_1 m_2}(\vec{r}_2, \vec{r}_1) \text{ Бозе-Ейнштейна; (4)}$$

$$\hat{P}\Psi_{m_1 m_2}(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = -\Psi_{m_1 m_2}(\vec{r}_2, \vec{r}_1) \text{ Фермі-Дірака. (5)}$$

Ферміони (частинки, які підпорядковуються статистиці Фермі-Дірака) – для них справедливий принцип Паулі, згідно якого в одному стані може знаходитися тільки одна частинка.

Тоді хвильова функція:

$$\Psi_{m_1 m_2}(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = \Psi_{m_1}^{(1)}(\vec{r}_1) \Psi_{m_2}^{(2)}(\vec{r}_2) + \Psi_{m_2}^{(1)}(\vec{r}_2) \Psi_{m_1}^{(2)}(\vec{r}_1) - \text{для бозонів; (6)}$$

$$\Psi_{m_1 m_2}(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = \Psi_{m_1}^{(1)}(\vec{r}_1) \Psi_{m_2}^{(2)}(\vec{r}_2) - \Psi_{m_2}^{(1)}(\vec{r}_2) \Psi_{m_1}^{(2)}(\vec{r}_1) - \text{для ферміонів. (7)}$$

З експериментів було встановлено, що частинки з цілим спіном підпорядковуються статистиці Бозе-Ейнштейна, а з напівцілим спіном – Фермі-Дірака.

Для всіх атомних ядер притаманна властивість збереження парності, що призводить до ряду обмежень, які були названі правилами відбору.

Функція називається парною, якщо:

$$\Psi_n(-\vec{r}_1, -\vec{r}_2, -\vec{r}_3, \dots, -\vec{r}_n) = \Psi_n(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{r}_3, \dots, \vec{r}_n). \quad (8)$$

Функція називається непарною, якщо:

$$\Psi_n(-\vec{r}_1, -\vec{r}_2, -\vec{r}_3, \dots, -\vec{r}_n) = -\Psi_n(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{r}_3, \dots, \vec{r}_n). \quad (9)$$

Введемо оператор внутрішньої парності, такі що для парної функції:

$$\hat{P} = +1;$$

для непарної функції:

$$\hat{P} = -1. \quad (10)$$

Тоді в позначеннях (10), (9), (8) переписитися:

$$\hat{P}_1, \hat{P}_2, \dots, \hat{P}_n \Psi_n(-\vec{r}_1, -\vec{r}_2, -\vec{r}_3, \dots, -\vec{r}_n) = \Psi_n(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{r}_3, \dots, \vec{r}_n) - \text{парна}; \quad (11)$$

$$\hat{P}_1, \hat{P}_2, \dots, \hat{P}_n \Psi_n(-\vec{r}_1, -\vec{r}_2, -\vec{r}_3, \dots, -\vec{r}_n) = -\Psi_n(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{r}_3, \dots, \vec{r}_n) - \text{непарна}.$$

Правила відбору

- Парність частинки з орбітальним моментом ℓ і внутрішньою парністю \hat{P} рівна:

$$\hat{P}(-1)^\ell. \quad (13)$$

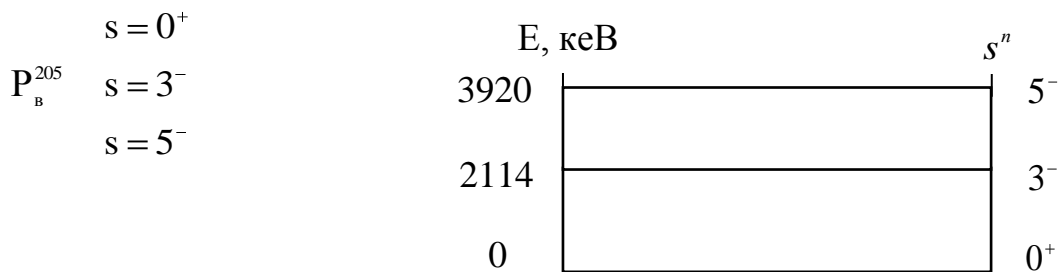
- Внутрішня парність складної системи \hat{P}_{12} , яка складається із парностей частинок \hat{P}_1 та \hat{P}_2 і орбітальним моментом ℓ рівна:

$$\hat{P}_{12} = \hat{P}_1 \hat{P}_2 (-1)^\ell. \quad (14)$$

- Парність системи із n нуклонів і орбітальним моментом ℓ_n , буде рівна $(-1)^{\ell_1 + \ell_2 + \dots + \ell_n}$.

Парність будемо вказувати знаком коло значення спіну (мал. 1).

Наприклад:



Мал. 1

2.3. Ядерні моделі

2.3.1. Класифікація ядерних моделей

Проблеми, які виникають при описі ядер:

- Проблема багатьох часток;
- Проблема поверхневого натягу.

Існують такі моделі ядер:

- **Модель слабкої взаємодії**

В ній вважається, що нуклони в ядрі не взаємодіють між собою або слабо взаємодіють. Кожен нуклон в такому ядрі вважається рівним і володіє своїми степенями вільності.

➤ **Модель сильної взаємодії**

В цій моделі ядро це тверда структура, яка має колективну степінь вільності.

➤ **Колективна модель ядра**

а) крапельна модель ядра – ядро трактується як заряджена краплина рідини. В цій моделі ядра враховується об'ємна поверхня і описується законами кулона розподілу заряду на поверхні. Ця модель дозволяє описувати коливання ядра, якісно описувати процес поділу явища.

б) Модель несферичного ядра – ядро трактується як згущена речовина, яка не має сферичної форми і здійснює коливальний і обертальний рух. Модель дозволяє описати коливальні енергетичні рівні низько симетричних систем.

➤ **Одночастинкова модель ядра**

а) Модель оболонок без залишкової взаємодії – нуклони рухаються незалежно один від одного в полі дії центральної сили. Модель пояснює магичні числа, спіни, парність, магнітні моменти ядер.

б) модель оболонок з феноменологічним спаренням – суть моделі така ж сама, як і в попередньої, але тут вважають, що нуклони об'єднуються в пари так, щоб її сумарний спін дорівнював 0. Пояснює спіни парних і непарних ядер.

➤ **Загальна модель ядра**

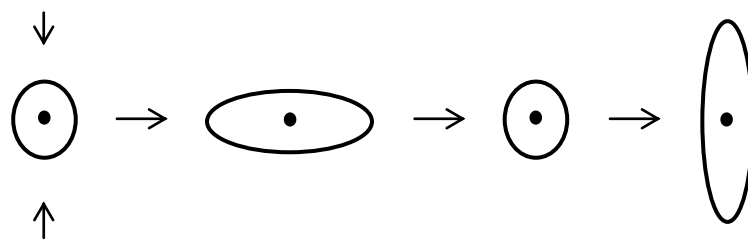
а) Загальна модель ядра зі слабкою взаємодією – в цій моделі вважають, що ядро складається із спарених нуклонів, а для опису їх взаємодії вводять самоузгоджене поле. Дозволяє пояснити низько збуджені рівні з невеликим числом A .

б) Загальна модель із сильної взаємодії – всі нуклони рухаються в самоузгодженому полі, силовий центр цього поля має сферичну несиметричну будову, крім того сам центр може обертатися як єдине ціле.

2.3.2. Колективна модель ядер

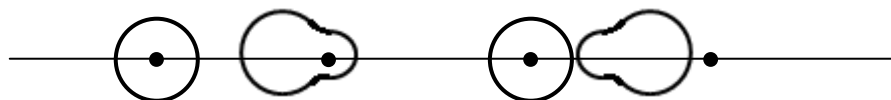
Найпростішою моделлю ядра є крапельна модель, де ядро розглядають у вигляді ядерної рідини, що приймає форму кулі. Щоб перевезти це ядро в збуджений стан необхідно його збудити коливанням певної частоти. Найнижчою частотою буде коливання ядра квадрупуля:

квадрупольні коливання ядра (мал. 2):



Мал. 2

Слідкуючою частотою є частота октуполя (мал. 3):



Мал. 3

Енергія таких коливань буде наступною:

$$E_{\text{кв}} = \hbar \omega_{\text{кв}} n_{\text{рд}};$$

$$E_{\text{окт}} = \hbar \omega_{\text{окт}} n_{\text{окт}}.$$

Відповідно енергетичні рівні будуть (мал. 4):



Мал. 4

Недоліком цієї моделі є бідність енергетичного спектру.

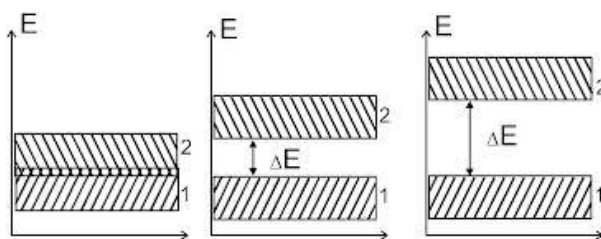
2.4. Одночастинкова модель ядра

2.4.1. Модель оболонок

В сонові моделі оболонок лежить допущення, що взаємодію між нуклонами можна замінити загальним для всіх нуклонів самоузгодженим полем, тобто звести задач багатьох тіл до задачі про одну частинку, яка рухається в центральносиметричному полі.

Потенціал вибирають кулонівським. Крім того нуклони в ядрі підпорядковуються принципу Паулі.

Згідно цього принципу Паулі енергетичні рівні в ядрі заповнюються з самого нижнього (мал. 5).



Мал. 5

Група рівнів, близьких один до одного по енергії називається оболонкою.

Енергія нуклона, яка необхідна для переходу між оболонками набагато більша від енергії переходу в середині оболонки. Зрозуміло, що ядра, в яких нуклони заповнюють повністю оболонку володіють високою стабільністю.

Такі особливо стійкі ядра існують. Кількість нуклонів таких ядер називають магічним. Це: 2, 8, 20, (28), 50, 82, 126 нуклонів.

Ядра, в яких магічними являються як число протонів, так і число нуклонів називається подвійно магічними. Таких ядер є 5:

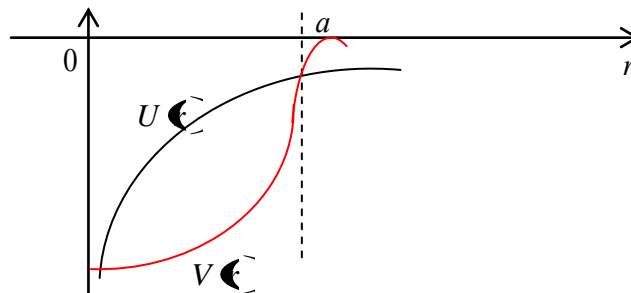
$${}_2\text{He}^4, \quad {}_8\text{O}^{16}, \quad {}_{20}\text{Ca}^{40}, \quad {}_{20}\text{Ca}^{48}, \quad {}_{82}\text{Pb}^{208}.$$

Магічні ядра володіють такими цікавими властивостями:

- магічні ядра є більш розповсюдженими у Всесвіті, ніж їх сусіди;
- магічні ядра мають найбільшу кількість ізотопів і ізотонів;
- ядра з магічним числом нейтронів слабо поглинають нейтрони.

Розглянемо властивості сил, які присутні в ядрі.

Для атома кулонівський потенціал на малих відстанях $\frac{1}{r}$, і при віддаленні від центра ядра $\rightarrow 0$. Ядерний потенціал для важких ядер в середині ядра постійний, а в області границі ядра – різко падає до 0. Для легких ядер самоузгоджений ядерний потенціал близький до асцилярного (мал. 6).



Мал. 6

Крім того нуклон (р чи n) притягається сильніше до ядра, якщо його спин рівний по напрямку орбітальному моменту. Таку взаємодію будемо називати спин-орбіальною. Для того, щоб знайти енергії нуклона в атомі, необхідно розв'язати стаціонарне рівняння Шредінгера

$$H_{\text{вз}} \psi = E \psi. \quad (1)$$

Де $H_{\text{вз}}$ називають гамільтоніаном ядерної взаємодії і рівний:

$$H_{\text{вз}} = V(r) + U(r) \vec{S} \vec{\ell}: \quad (2)$$

\vec{S} – спін нуклона;

$\vec{\ell}$ – орбітальний момент ядра;

$U(r)$ – деякий сферичний симетричний потенціал, який задають у вигляді:

$$U(r) = b \frac{\partial V(r)}{\partial r} \cdot \frac{1}{r}. \quad (3)$$

В (3) b – постійна спін-орбітальної взаємодії.

Введемо в позначення величини повного моменту кількості руху:

$$\vec{j} = \vec{s} + \vec{\ell}. \quad (4)$$

З (4) видно, коли спіни будуть $\uparrow\uparrow$, то $j = \ell + \frac{1}{2}$.

Коли спіни будуть $\uparrow\downarrow$, то $j = \ell - \frac{1}{2}$. (5)

Розглянемо класифікацію енергетичних рівнів, стан яких описується гамільтон (2).

Нуклон з таким гамільтоніаном в ядрі буде характеризуватися 4 квантовими числами: n, ℓ, j, m_j , де

- n – головне квантове число, яке показує положення рівня при однаковому ℓ . Чим більше n , тим рівень знаходиться вище $n=1, 2, 3, \dots$
Вказує на кількість нулів радіальної хвильової функції;
- ℓ – орбітальний момент нуклона:

$$\ell = 0, \quad 1, \quad 2, \quad 3, \dots;$$

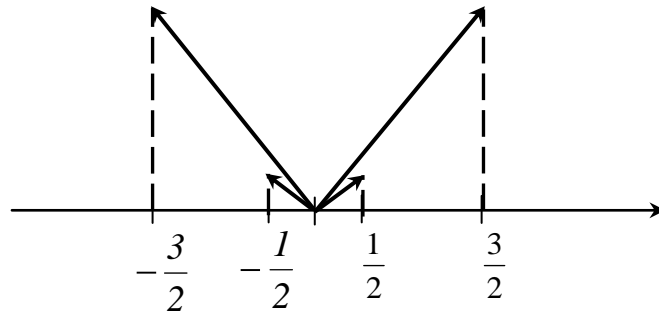
$\substack{p} \quad \substack{d} \quad \substack{f}$

- j – повний момент нуклона:

$$j = \frac{1}{2}, \quad \frac{2}{2}, \quad \frac{5}{2}, \dots;$$

- m_j – проекція повного моменту j на вибрану вісь. Вона приймає $2j + 1$ значень.

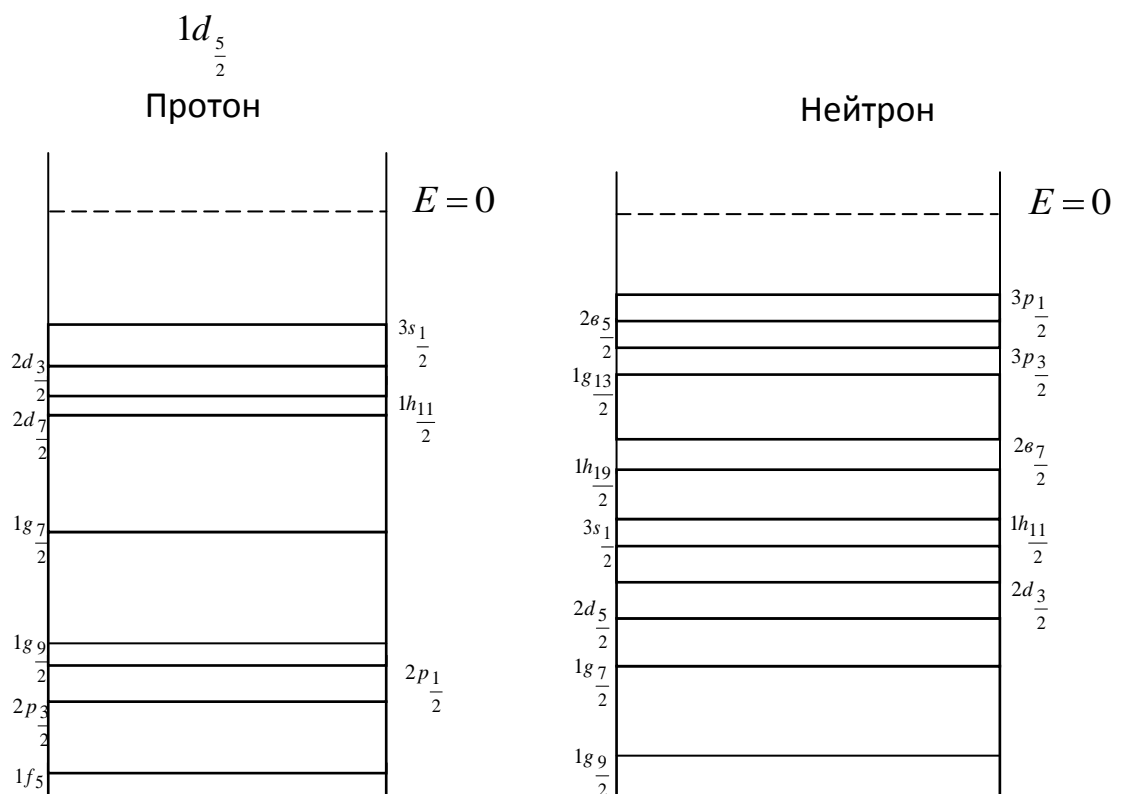
Нехай $j = \frac{2}{3}$, $m = -\frac{3}{2}, -\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, \frac{3}{2}$ (мал. 7).



Мал. 7

Рівень в ядрі будемо позначати так (мал. 8):

- Першою ставитемо цифру n ;
- Потім буквою цифру ℓ та індексом вказуватимемо j .



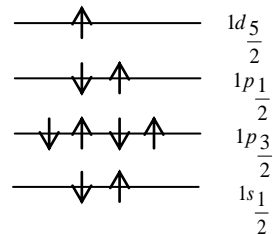
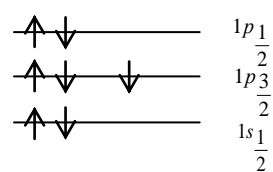
Мал. 8

В ядрі потенціальна енергія швидко падає з відстанню, тому стан $2s$ вищий за стан $1p$.

Дана модель пояснює спіни ядер.

Наприклад, ядро ${}^8_8\text{O}^{17}$ має спін $\frac{5}{2}^+$ (мал. 9).

$$p = 8, \quad n = 9$$



Мал. 9

2.5. Ядерні реакції

2.5.1.1. Основні поняття та визначення

Ядерною реакцією називають довільний процес, який починається із зіткнення 2 частинок, між якими виникає взаємодія.

Ядерна реакція характеризується диференціальним ефективним перерізом розсіювання:

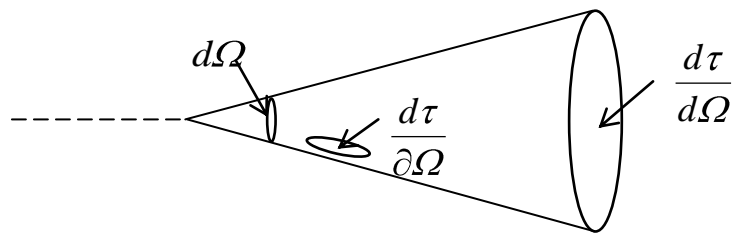
$$\frac{d\sigma}{d\Omega}.$$

Тілесний кут $d\Omega = \sin \Theta d\varphi d\Theta$. (1)

Θ – азимутальний кут;

φ – полярний кут вильоту частинки.

Диференціальний переріз розсіювання характеризує ймовірність попадання частинки в мішень (мал. 10).



Мал. 10

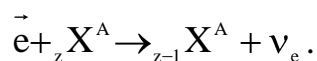
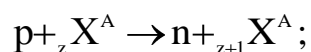
Експериментально вимір параметром ядерної реакції є вихід реакції.

Виходом реакції називають кількість частинок, які зареєстровані установкою.

2.5.2 Закони збереження в ядерній фізиці

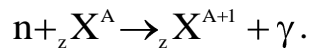
- Закон збереження заряду

Сума зарядів до взаємодії дорівнює сумі зарядів після взаємодії:



- Закон збереження баріонного заряду

Кількість нуклонів до реакції дорівнює кількості нуклонів після реакції



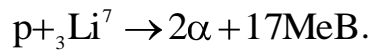
- **Закон збереження енергії та імпульсу**

$$\begin{cases} E_1 + E_2 = E_1' + E_2' + \dots + E_n' - Q; \\ \vec{p}_1 + \vec{p}_2 = \vec{p}_1' + \vec{p}_2' + \dots + \vec{p}_n'. \end{cases} \quad (1)$$

Q – енергія, яка виділяється в реакції:

$$Q = (m_1 + m_2 - m_1' - m_2' - \dots - m_n') \cdot c^2. \quad (2)$$

Якщо $Q > 0$, таку реакцію називають екзотермічною (тепло виділяється):



Якщо $Q < 0$, то реакція іде з поглинанням енергії і називається ендотермічною:



Якщо $Q = 0$, то формула (1) є енергією пружного розсіювання.

Для того, щоб йшла ендотермічна реакція необхідно, щоб енергія налетаючої частинки була більша Q . Цю енергію називають пороговою енергією:

$$E_{\text{пор}} = |Q| \left(1 + \frac{m_1}{m_2}\right); \quad (3)$$

$$E_{\text{пор}} \approx |Q|, \text{ при } m_1 \ll m_2. \quad (4)$$

- **Закон збереження моменту імпульсу**

Сума спінів до взаємодії дорівнює сумі спінів після взаємодії.

- **Закон збереження парності**

Згідно цього закону парність початкового стану не повинна змінюватися під час реакції.

2.5.3. Властивості ядерних реакцій

При одних і тих же початкових умовах реакція може йти декількома способами

$$p + {}_3\text{Li}^7 = \begin{cases} {}_3\text{Li}^7 + p - \text{пружне розсіювання}; \\ {}_3\text{Li}^7 + p - \text{непружне розсіювання}; \\ \alpha + \alpha - \text{ядерна реакція}; \\ \alpha + \alpha + \gamma. \end{cases} \quad (1)$$

Кінцевий стан називається каналом реакцій. Вихідний канал пружного розсіювання називається пружним каналом. Якщо енергія частинки менша за порогове значення, то такий канал називається закритим.

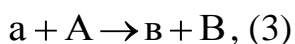
Кожному каналу реакції відповідає свій ефективний переріз:

$\delta_{\text{пр}}$ – ефективний переріз пружного розсіювання;

$\delta_{\text{непр}}$ – ефективний переріз не пружного розсіювання.

$\delta_{\text{т}} = \delta_{\text{пр}} + \delta_{\text{непр}}$ – повний ефективний переріз. (2)

В квантовій механіці було показано, що ефективний переріз такої реакції:



$$\text{буде рівний } \delta_{av} = \left| \overrightarrow{I_{av}} \right|^2 \frac{p_v^2}{v_a^2 v_v^2} \cdot (2j_a + 1)(2j_B + 1), \quad (4)$$

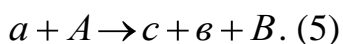
де $\overrightarrow{I_{av}}$ – матричний елемент переходу або амплітуда ймовірності;

v_a і v_v – швидкості частинок a і v ;

p_v – імпульс частинки v ;

j_a і j_B – спіни частинок a і B .

Реакція (3) може йти через зіставне ядро:



Говорити про зіставне ядро можна тоді, коли час реакції $\tau > 10^{-21}$ сек.

2.6. Радіоактивність

2.6.1. Поняття радіоактивності

Ядра, які протягом деякого часу самовільно розпадаються, випускаючи частинки, називаються радіоактивними, а сам процес – радіоактивністю. Ядра, які не розпадаються називаються стабільними.

Вперше радіоактивність відкрив Беккерель у 1896 р. Процес радіоактивності завжди екзотермічний:

$$M_i c^2 = M_f c^2 + \sum_s M_s c^2 + E. \quad (1)$$

M_i – маса спокою;

M_f – маса спокою дочірнього ядра;

M_s – маса спокою уламков.

Основоположниками вивчення радіоактивності є сімейство Кюрі.

2.6.2. Закони радіоактивного розпаду

Нехай маємо N атомів, і нехай λN атомів розпадеться. Тоді λ ми будемо називати постійну радіоактивного розпаду, а λN – активністю A .

$$A = \lambda N \quad (1)$$

Одиниці активності:

$$1 \text{ кюрі} = 3,7 \cdot 10^{10} \frac{\text{розп}}{\text{с}};$$

$$1 \text{ резерфорд} = 10^6 \frac{\text{розп}}{\text{с}}.$$

Основною характеристикою λ є те, що вона не залежить від часу. Нехай в момент часу t з N атомів розпадеться dN атомів:

$$dN = -\lambda N dt. \quad (2)$$

Знак « $-$ » в (2) вказує на те, що кількість радіоактивних ядер зменшується.

Проігноруємо (2):

$$\int \frac{dN}{N} = -\lambda \int dt;$$

$$\ln N = -\lambda t + \ln N_0;$$

$$N = N_0 e^{-\lambda t}, \quad (3)$$

де N_0 – це кількість радіоактивних ядер в момент часу $t = 0$.

Також з аналізу (1), (2) слідує, що активність

$$A = -\frac{dN}{dt}. \quad (4)$$

Через величину λ в формулі (3) визначимо період піврозпаду та середній час ядра.

Для цього у формулу (3) підставимо:

$$N = \frac{N_0}{2}, \quad t = T_{\frac{1}{2}}; \quad (5)$$

$$\frac{N_0}{2} = N_0 e^{-\lambda T_{\frac{1}{2}}};$$

$$T_{\frac{1}{2}} = \frac{\ln 2}{\lambda}. \quad (6)$$

Для знаходження часу життя введемо спочатку ймовірність того $\omega(t)$, що частинка існує в момент часу $t = 0$ і в момент часу t .

Тоді – $d\omega$ – це буде ймовірність розпаду частинки у час $(t, t + dt)$:

$$d\omega = -\lambda \omega dt, \quad (7)$$

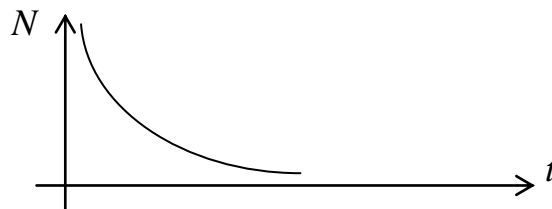
$$\int \frac{d\omega}{\omega} = -\lambda \int dt,$$

$$\omega = \omega_0 e^{-\lambda t}, \quad \omega_0 = 1, \quad (8)$$

$$\omega(t) = e^{-\lambda t}. \quad (9)$$

(9) містить повний опис статистичного розподілу ймовірності $\omega(t)$ розпаду.

Інакше $\omega(t)$ називають ще функцією розподілу радіоактивності (мал. 11).



Мал. 11

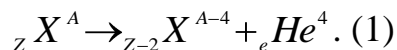
$$I = \int_0^{\infty} t(-d\omega) = \int_0^{\infty} \lambda t \omega dt = \lambda \int_0^{\infty} t e^{-\lambda t} dt = \frac{1}{\lambda}. \quad (10)$$

Порівнюючи (10) і (6) період піврозпаду:

$$T_{\frac{1}{2}} = \tau \ln 2 \approx 0,69\tau. \quad (11)$$

2.6.3. Альфа-розпад

Явище α – розпаду полягає в тому, що ядро самовільно розпадається, випускаючи α – частинку. При цьому атомна маса ядра зменшується на 4 одиниці, а заряд на 2 одиниці.



Ядро ${}_Z X^A$ називається материнським ядром, ${}_2 He^4$ – називається α – частинкою, а ядро ${}_{Z-2} X^{A-4}$ називається дочірнім ядром.

${}_Z X^A$ називається материнським ядром.

Властивості α – розпаду:

- α – розпад іде тільки у важких ядрах для $Z \geq 82$. Існує також група легких ядер, які α – радіоактивні при $A = 140 \div 162$.

Самий легкий з цієї групи ${}_{82} Ce^{142}$.

Також α радіоактивним є ${}_4 Be^8 (T_{1/2} = 3 \cdot 10^{-16} c)$.

- Період піврозпаду радіоактивних ядер варіюється в широких межах. Наприклад:

$${}_{82} Pb^{104}, T_{\frac{1}{2}} = 1,4 \cdot 10^{17} \text{ років.}$$

$${}_{86} Rn^{215}, T_{\frac{1}{2}} = 10^{-6} c.$$

Крім того енергія α – частинок для важких ядер змін $4 \div 9 \text{ MeV}$; для легких ядер $2 \div 4,5 \text{ MeV}$.

- Період піврозпаду сильно залежить від енергії α – частинок. У 1922 р.

Гейгером і Неттлом було встановлене експериментальне співвідношення:

$$\log T_{1/2} = C + \frac{D}{\sqrt{E}}, \quad (2)$$

де C і D – це const, які не залежать від активності ядра Z ;

E – це енергія.

Закон (2) чітко виконується для парно-парних ядер.

- α – частинки, що вилітають з ядер одного сорту мають однакову енергію.

Детальніші дослідження показують, що спектр енергії таких ядер має тонку структуру.

Для того, щоб йшов α -розпад він повинен бути енергетично вигідним. Тобто, енергія зв'язку отриманого ядра повинна бути меншою суми дочірнього ядра і α – частинки:

$$\Delta E = E_{Z-2, A-4} + E_{\alpha} - E_{Z, A}. \quad (3)$$

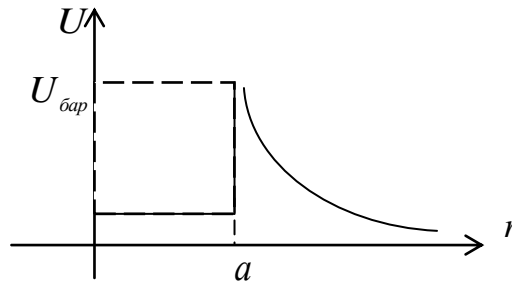
Умова (3) каже, якщо $\Delta E < 0$ – α – розпад не можливий, $\Delta E > 0$ – можливий.

$$E_{\alpha} = 28 \text{ MeV}, \text{ тобто по } 7 \text{ MeV} \text{ на нуклон.}$$

Для ядер з малим числом z на 1 нуклон припадає 8 MeV . Значить α – розпад не може відбуватися.

Для атомів, з атомним числом $A > 190$ енергія зв'язку стає меншою за 7 MeV , внаслідок електростатичного розштовхування, і тому важкі ядра можуть бути радіоактивними.

Спробуємо пояснити сильну залежність періоду напіврозпаду від енергії. Для цього розглянемо вигляд потенційної енергії α – частинки в ядрі і коло нього (мал. 12).



Мал. 12

Внаслідок того, що ядерні сили є короткодійними, як тільки α – частинка попадає за межі ядра на неї починає діяти сила кулонівського відштовхування. В ядрі, можна вважати, що α -частинка існує і потенціальна енергія її буде незмінна. Привівши ці 2 енергії на рис. видно, що залежність $U(r)$ для α -частинки буде мати вигляд потенційного бар'єру.

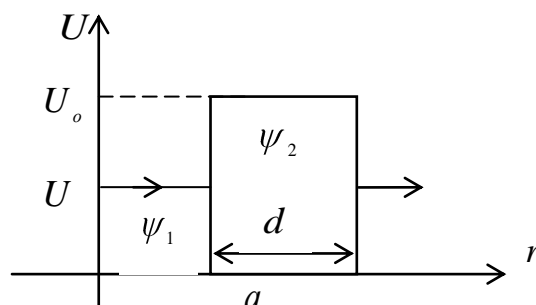
Можна оцінити висоту потенційного бар'єру з закону Кулона і вона рівна $U_{\text{бар}} \approx 30 \text{ MeV}$.

Енергія α -частинок змінюється від 4 до 9 MeV . Згідно принципів теорії механіки α -розпад не можливий.

Тобто, щоб знайти залежність піврозпаду від енергії треба використати квантову механіку.

Розглянемо квантову α – частинку, що має енергію $4 \div 9 \text{ MeV}$, і ця енергія набагато менша висоти потенційного бар'єру.

Згідно принципів квантової механіки частинка з ядра може вийти тільки задяки тунельному ефекту. Для розв'язку нашої задачі скористаємось наближенням прямокутного бар'єру (мал. 13).



Мал. 13

В такій системі α – частинка описується хвильовою функцією Де-Бройля.

В середині ями хвильова функція:

$$\psi_1(r) = ce^{\frac{i}{\hbar}pr} = ce^{\frac{i}{\hbar}\sqrt{2mE}r}. \quad (1)$$

Хвильова функція в бар'єрі:

$$\psi_2(r) = ce^{-\frac{1}{\hbar}\sqrt{2m(U_0-E)}r}. \quad (2)$$

Ймовірність того, що наша α – частинка пройде потенціальний бар'єр рівна:

$$\left| \frac{\psi(R+d)}{\psi(R)} \right|^2, \text{ де } R - \text{радіус ядра, } d - \text{товщина потенціального бар'єру;}$$

$$\left| \frac{\psi(R+d)}{\psi(R)} \right|^2 = e^{-\frac{2}{\hbar}\sqrt{2m(U_0-E)}d}. \quad (3)$$

Коефіцієнт проходження через бар'єр буде:

$$D = e^{-\frac{2}{\hbar} \int \sqrt{2m(U_r - E)} dr}. \quad (4)$$

В 4 межі інтегрування є межі бар'єру. Якщо розрахувати постійну розпаду:

$$\lambda = \frac{v}{R} D, \quad (5)$$

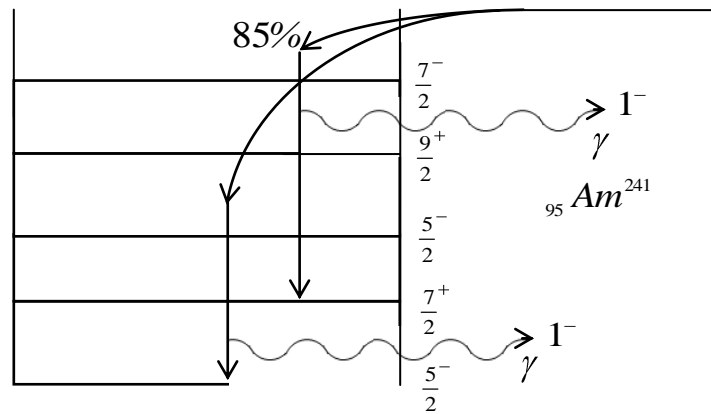
$$T_{\frac{1}{2}} = \frac{\ln 2}{\lambda} = 10^8 \text{ років.} \quad (6)$$

З формул (5) і (6) видно, що період піврозпаду сильно залежить від радіуса ядра і товщини потенційного бар'єру, оскільки R входить в межі інтегрування, так і в коефіцієнт перед D у формулі (5).

Також видно, що при малій зміні енергії, показник енергії (4) швидко змінюється. При постійній λ α -частинки з більшою енергією ($9MeV$) будуть вилітати швидше, ніж α -частинки з енергією $4MeV$.

Тобто, якщо ядро розпадається на α -частинки з енергією $4MeV$, то воно жити буде практично вічно.

Розглянемо як змінюється парність і момент імпульсу ядра при α -розпаді (мал. 14).



Мал. 14

При розпаді A_m на N_p , який знаходиться в непарному стані, може розпастись в стан з « $-$ » парністю. Найбільша ймовірність розпаду буде проходити по каналу із стану $-\frac{7}{2}$ в стан $-\frac{7}{2}$ (спін не міняється), з меншою ймовірністю із стану $-\frac{7}{2} \rightarrow -\frac{5}{2}$.

Дані N_p , який буде знаходитися в збудженому стані $-\frac{7}{2}$ або $-\frac{5}{2}$, може перейти в основний (або I збуджений) з іншою парністю, випроменивши γ -квант з тією ж самою парністю.

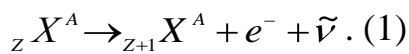
2.6.4. Бетта – розпад

Явище β -розпаду полягає в самовільному випусканні електрона та антинейтрино ($\vec{e}, \vec{\nu}$), переходячи в ядро з тією ж самою масою, але з атомним номером більшим або меншим на 1.

Розрізняють такі види β – розпаду: β^- , β^+ , К – захоплення реакції з нейтрино.

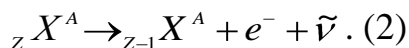
- β^- – розпад

При β^- – розпаді атомна маса ядра не змінюється, а змінюється атомний заряд на +1, з утворенням e та $\tilde{\nu}$ (актинейтрино):



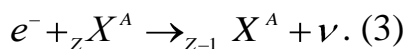
- β^+ – розпад

В процесі β^+ – розпаду ядро зменшує свій заряд на 1 і утворюється античастинка електрона, яку називають позитроном та нейтрино:



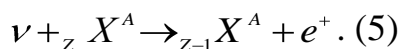
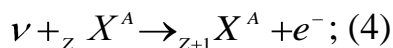
- К – захоплення

К – захоплення відбувається в тих ядрах, де атомні оболонки електронів наближаються близько до границі ядра. Найнижча оболонка в атомі К, якщо ядро має великий позитивний заряд (> 60), воно може вирвати електрон з К – оболонки, зменшивши свій заряд на 1, випустивши нейтрино:



- Окреме місце в реакціях β – розпаду займають реакції з нейтрино.

Ймовірність такого процесу низька, але не 0.



Головною властивістю β – розпаду є те, що він обумовлений слабкою взаємодією, інтенсивність якої мала, а отже час життя β – радіактивних ядер великий.

β – розпад – це є внутрішньоядерний процес і за всі реакції (1) – (5) відповідають такі процеси:

$n \rightarrow p + e^- + \tilde{\nu}$, (11×6) – вільний процес; (6)

$p \rightarrow n + e^+ + \nu$, – тільки в ядрі. (7)

Реакції типу (1), (6) можуть відбуватись в ядрах з великою кількістю n .

Реакції (2), (7) можуть відбуватись в ядрах з великою кількістю p .

β – розпад може спостерігатися в усіх ядрах з будь-яким A .

Розглянемо K – захоплення, при цьому з ядра вилітає тільки 1 частинка – нейтрино, а енергія передається ядру. Цю енергію будемо називати енергією віддачі.

Запишемо закон збереження імпульсу для K – захоплення:

$$0 = p_A + p_\nu. \quad (8)$$

Закон збереження енергії:

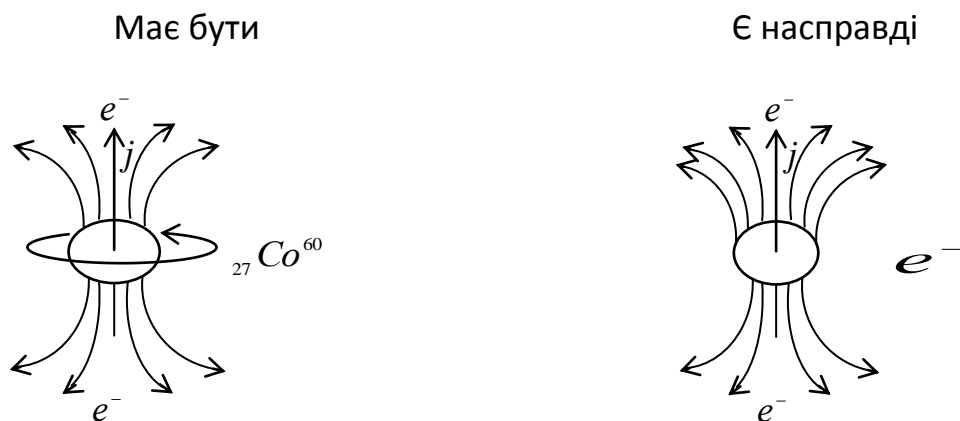
$$cp_\nu + \frac{p_A^2}{2M_A} = E, \quad (9)$$

де M_A – маса ядра, а E – енергія, що виділяється при розпаді.

$$E_{\text{від}} = \frac{p_A^2}{2M_A} = \frac{E^2}{2M_A c^2}. \quad (10)$$

(10) – енергія, яка надається атому під час захоплення електрона з K – оболонками. Це енергія розсіюється потім атом на кристалічній ґратці речовини.

- Розглянемо порушення парності під час β – радіактивного розпаду (мал. 15).



Мал. 15

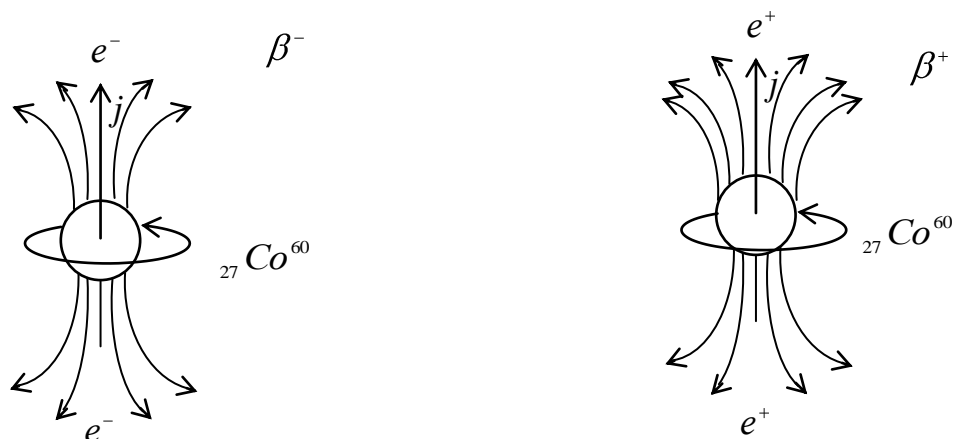
При дослідженні β^- – радіактивного розпаду ${}_{27}^{60}\text{Co}$, атом якого був орієнтований вздовж магнітного поля по спіну, виявилось, що в процесі радіактивного розпаду кількість електронів, яка вилітала з ядра в напрямку спіна (j), та кількість електронів, яка вилітала в протилежному напрямку була різною.

Згідно закону збереження парності, ця кількість повинна бути однаковою. Отже, або квантова механіка не вірна або нам не відомі деякі закони збереження, які ми не врахували в квантовій механіці.

Тобто, маємо, що простір у випадку β – розпаду не є інваріантом. Порушується, так звана, Р – парність.

Якщо врахувати, згідно Ейнштейна, що інваріантом є не сам простір, а простір–час, то парність повинна була б зберігатись в такій системі. Як показав експеримент РТ–парність не зберігається при β – розпаді.

Виявилось (пояснення пізніше), що буде зберігатися, так звана, СРТ–парність. Тобто, це означає, щоб виконувався закон збереження парності необхідно для заряджених частинок, поміняти не тільки x на $-x$, і $t \rightarrow -t$, а й $q \rightarrow -q$ (частинку на її аналогічну античастинку) (мал. 16).



CPT - парність

Мал. 16

2.6.5. Радіактивні ряди і трансуранові елементи

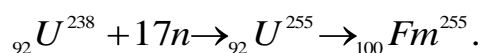
Всі важкі ядра з $A > 209$ є нестабільним відносно α – розпаду, за чухонок збільшення сили електростатичного відштовхування в ядрі.

Якщо, масове число $A > 209$, то ядро переходить в стабільний стан, шляхом в декілька розпадів, проте не всі ядра будуть α – радіоактивними.

Існує чотири радіоактивних ряди

Ряд	Найбільш живучий елемент	Період напіврозпаду $T_{\frac{1}{2}}$
$A = 4n$	${}_{90}\text{Th}^{232}$	$1,4 \cdot 10^{10} \text{ p}$
$A = 4n + 2$	${}_{92}\text{U}^{238}$	$4,5 \cdot 10^9 \text{ p}$
$A = 4n + 3$	${}_{92}\text{U}^{235}$	$7 \cdot 10^8 \text{ p}$
$A = 4n + 1$	${}_{90}\text{Np}^{232}$	$2,2 \cdot 10^6 \text{ p}$

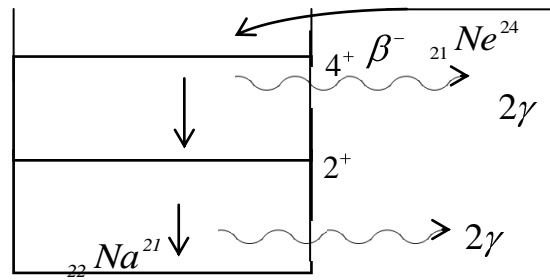
Після отримання трансуранових елементів використовують найбільш живучі елементи з таблиці, бомбардуючи їх пучком нейтронів:



2.6.6. γ – випромінювання ядер. Ефект Мессбауєра

γ – випромінювання – це радіоактивний процес, в якому ядро випромінює γ – квант, не змінюючи при цьому A і Z .

γ – випромінювання спостерігається у ядер, які знаходяться в збудженому стані. Найпростіший спосіб отримати γ – радіоактивне ядро – це є β – розпад (мал. 17).

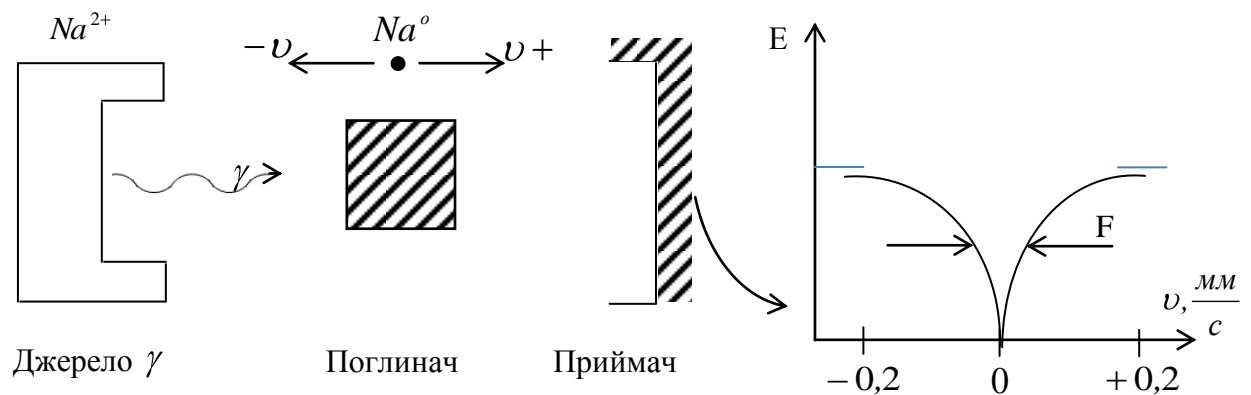


Мал. 17

γ – випромінювання зумовлене взаємодією ядра з електромагнітним полем.

Час життя γ – радіоактивних ядер набагато менший при β і α – радіоактивному розпаді

В 1958 році в фізиці γ – випромінювання був відкритий ефект Мессбауєра, який полягає в тому, що якщо ядро випромінює γ – квант (мал. 18).



Мал. 18

Розрахуємо зміну енергії при Ефекті Міссбауєра.

$$\Delta E = \frac{v}{c} E,$$

$$\Delta E = \Gamma,$$

де Γ – півширина піка в ефекті Мессбауєра.

$$v = \frac{Gc}{E} - \text{швидкість зразка.}$$

За допомогою ефекта Мессбауера можна виміряти енергії з величезною точністю (до 10^{-17} , 10^{-15} порядку).

2.6.7. Методи отримання та реєстрації ядерних частинок

Для отримання частинок з високими енергіями використовують прискорювачі. Вони поділяються на неперервні та імпульсні.

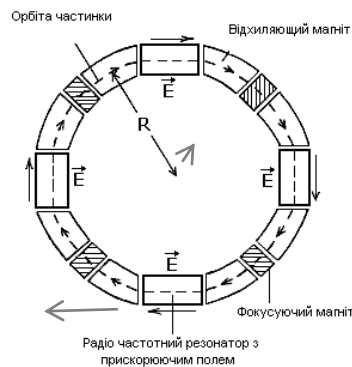
За принципом дії прискорювачі ділять на:

- Прискорювачі прямої дії (генератор Ван дер Ваальса);
- Прискорювачі багатократної дії.

В свою чергу прискорювачі багатократної дії поділяються на:

- Лінійні (синхрофазатрони);
- Циклічні (циклотрони, колайдери).

а) Розглянемо принцип будови лінійного прискорювача (*мал. 19*). Він складається з елементів, до якого прикладене швидкозмінне магнітне поле, яке якраз і прискорює заряджені частинки.



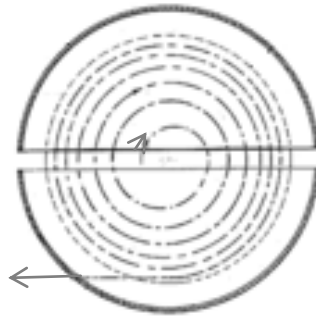
Мал. 19

Недоліки: велика споживча потужність і малий ККД. При затраті енергії 10MeV електрон можна розігнати до 2MeV , а протон – до $0,18\text{MeV}$.

б) Циклотрон (*мал. 20*)

Недоліком є те, що заряджена частинка при русі по спіралі буде випромінювати синхротронне випромінювання, яке виникає при русі з

прискореними по колу. Зрозуміло, що це випромінювання буде понижувати ККД.



Мал. 20

Розглянемо прилади реєстрації та лічильники елементарних частинок.

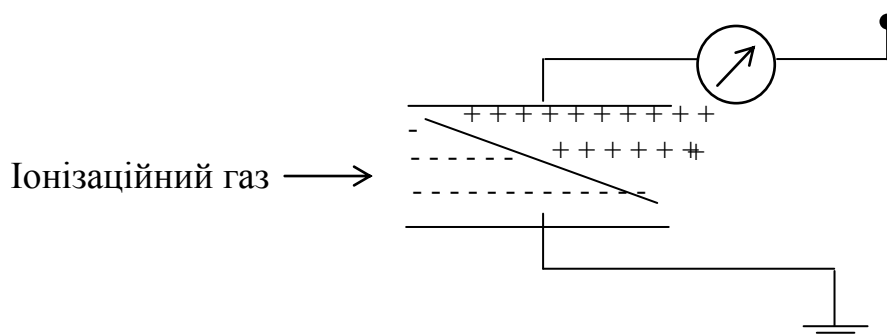
Ці прилади поділяються на:

- Лічильники;
- Слідові камери;
- Іонізаційні камери;
- Іскрові камери.

До лічильників відносять:

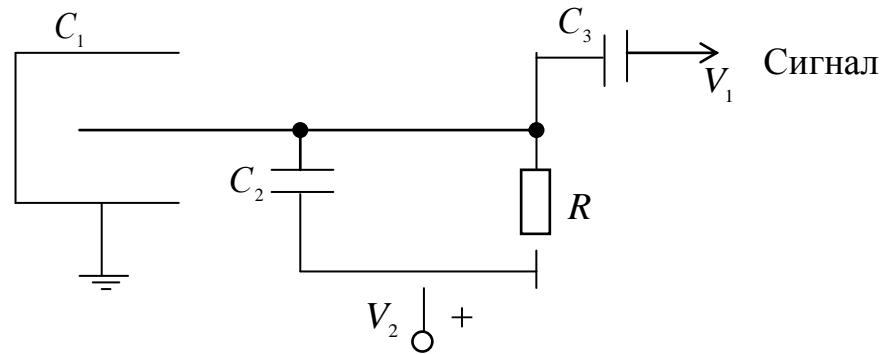
- Імпульсно-іонізаційні камери;
- Пропорційні лічильники;
- Лічильники Гейгера-Мюллера;
- Люмінесцентний лічильник;
- Черенковський лічильник;
- Напівпровідниковий лічильник.

а) Іскрова камера (мал. 21)



Мал. 21

б) Лічильники Гейгера-Мюллера (мал. 22)

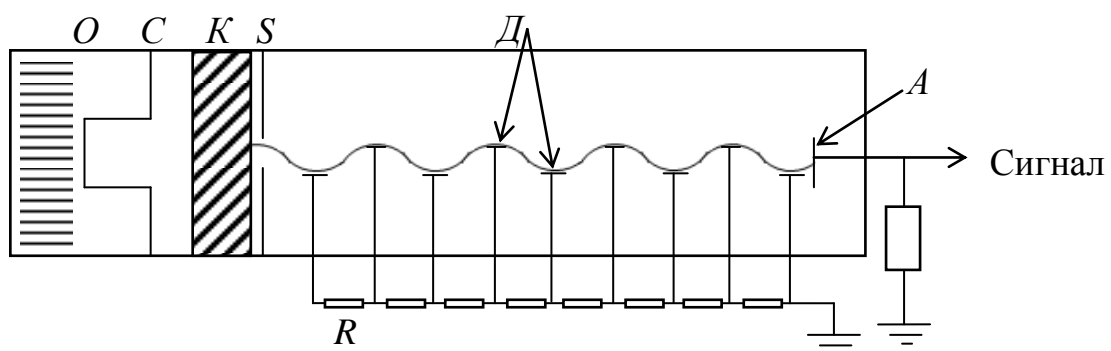


Мал. 22

Заряджена частинка залишає контакти C_1 , тим самим заряджаючи конденсатори C_2 і C_3 .

Наявність заряду на C_3 дає змогу його зареєструвати приладом, який під'єднується до контакту V_3 . Далі конденсатор C_2 розряджається через резистор R на вихід V_2 .

в) Люмінісцентний лічильник (мал. 23)



Мал. 23

O – осцилятор;

S – сітка;

C – світло діод;

A – анод;

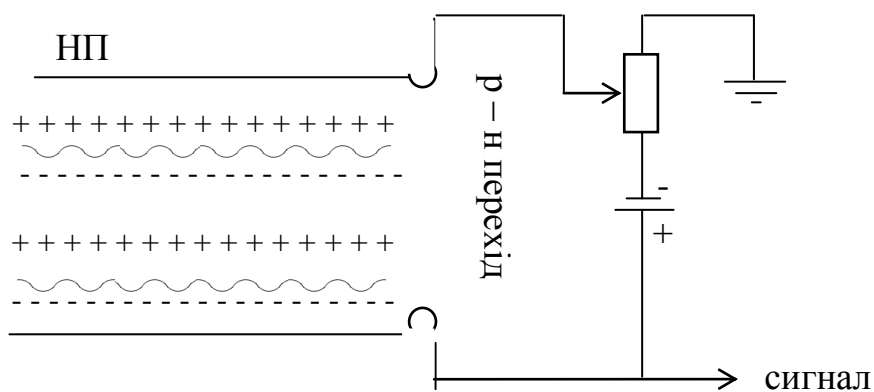
R – дільний напруг;

K – фотокатод;

D – діоди.

Частинка, попадаючи в O , вмикає світло діод C , який вибиває з фотокатода K електрон. Він прискорюючись полем діодів D і анодом A , попадає на сам анод і далі реєструється.

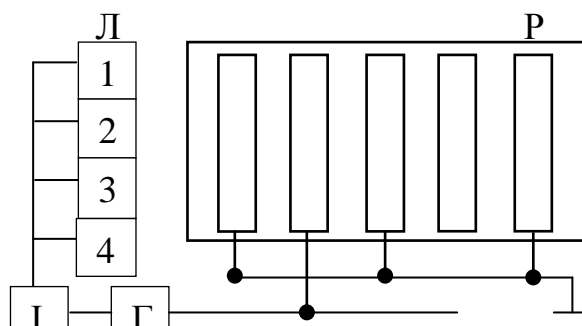
г) Напівпровідниковий лічильник (мал. 24)



Мал. 24

Заряджена частинка пробиває р-п перехід напівпровідника, який подає сигнал на реєстратор.

д) Іскровий лічильник (мал. 25)





Мал. 25

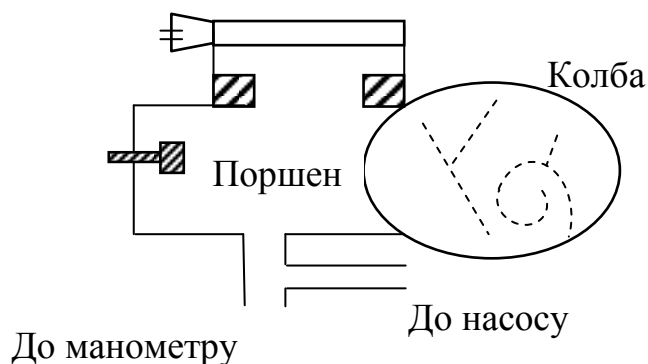
L – лічильники;
 I – логічна схема;
 Γ – генератор імпульсу;
 P – пластини.

В режимі роботи прилад реєструє лічильниками (1, 2, 3, 4) частинки, які утворились внаслідок опадання елементарної частинки на пластини P . Лічильники підключені до I логічної схеми, яка працює на спів падання – неспівпадання сигналів і реєструє ці частинки.

До реєстраторів треків частинок відносять:

- Камеру Вільсона;
- Бульбашкову камеру;
- Фотоемульсійну камеру.

а) Камера Вільсона (мал. 26)



Мал. 26

В колбі під тиском накачують пари водню, відсуваючи поршень, і створюючи в колбі перенасичену пару, ми, тим самим, призводим до

конденсації роси. Якщо в цей момент через колбу буде пролітати заряджена частинка, вона буде виступати центром конденсації, в результаті чого вздовж руху частинки буде утворюватись слід з крапельок (води) роси, які називають треком частинки.

б) Дифузійна камера

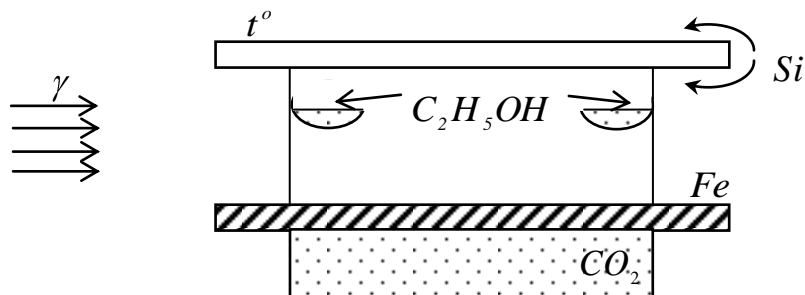
Складається з (мал. 27):

CO_2 – сухого льоду;

Fe – залізна пластинка;

Si – кварцова посудина;

C_2H_5OH – жолоби зі спиртом;



Мал. 27

t° – нагріта скляна пластина.

Принцип роботи: вимірювання, яке йде зліва, попадає в кварцеву колбу, в якій знаходяться пари спирту. Оскільки система знаходиться в нерівноважному станні, тобто пари спирту знаходяться між дуже холодною і сильно нагрітою пластиною, в момент проходження електричної частинки через посудину дифундовані молекули спирту будуть осідати в вигляді крапельок вздовж треку частинки.

Переваги перед камерою Вільсона: в наступний робочий стан переводиться автоматично.

2.7. Ядерні реакції. Ядерні реактори

2.7.1. Можливі джерела ядерних реакцій

Для того, щоб використовувати ядерні реакції необхідно:

- Матеріали для реакцій повинні бути доступні в великій кількості;
- Ядерні реакції повинні відбуватись в макро-масштабах.

Отримати енергію можна з радіоактивного розпаду. Наприклад, нехай в ядерну реакцію в середньому вступає 2 нейтрони, тоді в k поколінні буде 2^k нейтронів. Час життя одного покоління $10^{-7} - 10^{-8} \text{ c}$. На розпад 80 поколінь необхідно затратити $10^{-5} - 10^{-6} \text{ c}$. За цей час утвориться 2^{80} нейтронів або 10^{24} нейтронів. Які приведуть до того, що ядер, що ядер, які поділяться буде 10^{24} , це приблизно рівно $140n_{92}\text{U}^{238}$ і ці нейтрони звільняють енергію $3 \cdot 10^{13} \text{ Вт}$.

Через 10^{-3} c кількість частинок, що розпалася буде рівна кількості частинок у спостережуваній частині всесвіту. Такий лавиноподібний процес називають ланцюговою ядерною реакцією. Тільки два процеси швидші і потужніші за цей – синтез і анігіляція.

2.7.2. Ланцюгова ядерна реакція

Середовище, де збільшується кількість нейтронів, що приймають участь в ядерній реакції називають активною зоною.

Величина, яка характеризує розмноження нейтронів називається коефіцієнтом розмноження нейтронів в середовищі k_{∞} .

Коефіцієнт розмноження рівний відношенню числа кількості нейтронів в новому поколінні до кількості числа нейтронів в старому поколінні. Для кожного конкретного приладу коефіцієнт k_{∞} розраховується і є індивідуальним:

- Якщо $k_{\infty} = 1$, то реакція йде стаціонарно;
- Якщо $k_{\infty} > 1$, то реакція наростає;
- Якщо $k_{\infty} < 1$, то реакція затухає.

Режим реакції:

- Коли $k_{\infty} = 1$ називається критичним;
- Коли $k_{\infty} > 1$ – надкритичним;
- Коли $k_{\infty} < 1$ – підкритичним.

Час життя одного покоління сильно залежить від властивостей середовища. Як тільки $k_{\infty} = 1,01$ система відразу ж зірветься.

Фактори, які впливають на коефіцієнт k_{∞} :

- 1) Для того, щоб протікала ланцюгова ядерна реакція необхідна достатня кількість нейтронів;
- 2) Ймовірність ділення при захопленні ядром нейтрона повинна дорівнювати 1.

Її розраховують за наступною формулою:

$$\eta = \frac{\nu \delta_{nf}}{\delta_{nf} + \delta_{n\gamma}},$$

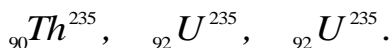
де ν – число нейтронів;

δ_{nf} – ефективний переріз захоплення нейтрона;

$\delta_{n\gamma}$ – ефективний переріз розпаду з випусканням γ – кванту.

- 3) Сильно впливає на ланцюгову ядерну реакцію й ймовірність того, що нейтрон просто вийде з активної зони.

Якість ядерного пального визначають значення коефіцієнта η . В природі існує тільки три ізотопи, які можуть бути паливом:



Ядерні реакції поділяються за швидкістю нейтронів, які приймають в них участь поділяються на два типи електронів:

- Повільні;
- Швидкі.

- 1) Повільні електрони

$$n \quad v \ll c,$$

$$n + \begin{cases} {}_{92}^{238}\text{U} = {}_o^o + 2n; \\ {}_{92}^{235}\text{U} = {}_{92}^{238}\text{U} + \gamma. \end{cases}$$

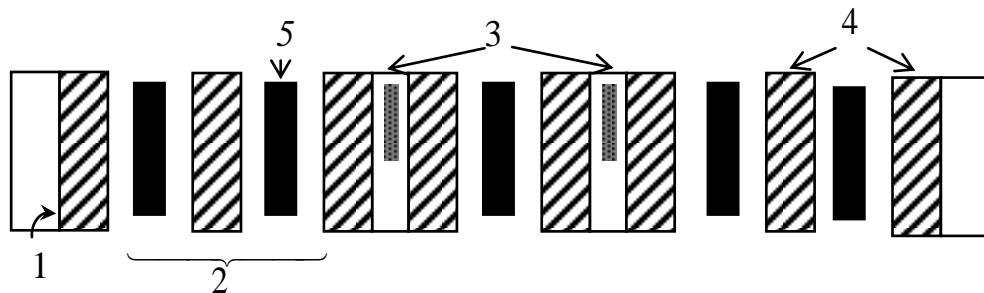
2) Швидкі електрони

$$v < c,$$

$$n + \begin{cases} {}_{92}^{238}\text{U} = {}_{92}^{235}\text{U} + \gamma; \\ {}_{92}^{235}\text{U} = {}_o^o + 2n. \end{cases}$$

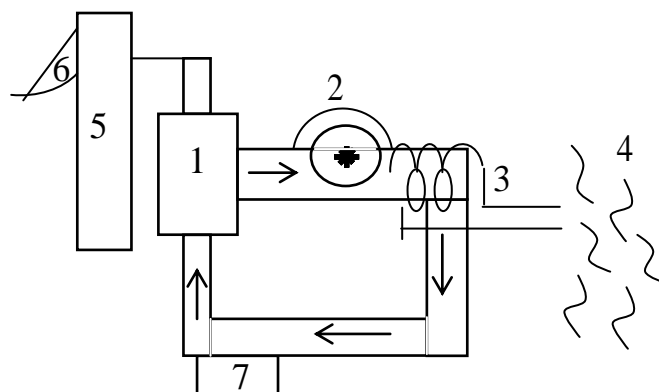
2.7.3. Ядерні реактори

Реактором називається пристрій (мал. 28), в якому підтримується керована ядерна реакція.



Мал. 28

1 – відбивач, первинний захист реактора, він відбиває швидкі нейтрони в активну зону реактора; 2 – активна зона реактора, оточена відбивачами; 3 – система регулювання, що представляє собою графітові стержні; коли вони вийняті $k > 1$, коли опущені донизу $k < 1$; 4 – канали для теплоносія; 5 – елементи з урану. Зовнішня будова реактора (мал. 29):



Мал. 29

1 – ядерний реактор: через нього пропускають важку воду D_2O , який випаровуючись під тиском, попадає на лопати парової турбіни 2, що приєднана до електрогенератора, далі важка вода, охолоджуючись в холодильнику 3 водою з річки 4 поступає назад в реактор;

5 – радіаційний захист;

6 – панель дистанційного керування;

7 – насос, який закачує назад важку воду (D_2O) під тиском в реактор. Для того, щоб реактор працював необхідно до насоса 7 подавати живлення ззовні, для цього використовують ТЕС.

В реакторі відбуваються наступні процеси:

- а) Виділення тепла за рахунок ядерних реакцій.
- б) Вигорання радіоактивного палива.
- в) Отруєння радіоактивної зони кристалів.

В процесі ядерних реакцій кристали урану можуть взаємодіючи з нейтронами, утворювати елементи, які будуть поглинати нейтрони, що використовують в ядерній реакції. Такий процес називається отруєнням активної зони кристалу.

- г) отруєння захисту і конструктивних елементів.

З часом деякі нейтрони взаємодіють з конструктивними елементами реактора, в результаті чого ці елементи стають вторинним джерелом радіоактивного випромінювання.

Основною характеристикою реактора є його потужність, яку вимірюють у MBm .

$$1MBm = 3 \cdot 10^{16} \text{ реакцій поділу.}$$

Головною частиною реактора є активна зона.

Вимоги до теплоносія:

- Велика теплоємність;
- Слабка хімічна активність;
- Слабке поглинання теплоносієм нейтронів.

Реактори поділяються на:

- Реактори на киплячій воді;
- Реактори на перенасиченій рідині;
- Твердотілі реактори.

Недоліком реактора на киплячій воді є сильна залежність коефіцієнта k від тиску пари в активній зоні реактора, що може призвести до нестабільності реактора.

2.8. Фізика елементарних частинок

2.8.1. Відкриття елементарних частинок

I. Термін елементарна частинка була введена Фалесом у 2500 році до нашої ери.

II. У II столітті до нашої ери виникло поняття атома.

III. У XIX столітті нашої ери відкриті катодні і рентгенівські промені.

Відкритий α , β , γ – розпад.

IV. У 1911 році Резерфорду вдалося на досліді з α – частинками відкрити ядро.

V. Станом на 1919 рік елементарних частинок було декілька. Це було ядро атома, яке мало заряд відповідно до номера таблиці Менделєєва і масу приблизно в два рази більшу від номера.

Другою електронною частинкою був електрон, який рухався навколо ядра. Заряд електрона був найменший – елементарний і кратний заряду ядра.

Його позначили e^- , $q = -1$, $m = 0,511MeV$, $m = 1m_e$, $s = \pm \frac{1}{2}$.

Третьою елементарною частинкою був квант електромагнітного випромінювання, який як раз і зв'язував електрон з ядром. Його називали фотон: γ , $q = 0$, $m = 0$, $s = \pm 1$.

VI. У 1932 році, пояснюючи маси ядер в таблиці Менделєєва прийшли до висновку, що ядро повинно складатись з двох частинок, рівних між собою по масі, але одна з них заряджена, інша – нейтральна.

$$\text{Протон: } p, \quad q = +1, \quad m = 938,2 \text{ MeV}, \quad m = 1836,1 m_e, \quad s = \pm \frac{1}{2}.$$

$$\text{Нейтрон: } n, \quad q = 0, \quad m = 939,5 \text{ MeV}, \quad m = 1838,6 m_e, \quad s = \pm \frac{1}{2}.$$

В ці ж самі роки вченими Фермі, Діраком, Бозе і Енштейном для пояснення колективної поведінки цих елементарних частинок були запропоновані розподіли (закони) статистичні, які характеризували їх поведінку. Згідно тогочасної науки частинки, які мали цілий спін відповідали за певний тип взаємодії, їх називали квантами взаємодії, їм відповідала статистика Бозе-Енштейна. Комунікаційні співвідношення і оператори для таких частинок були Ермітовими, і згідно цієї статистики в одному стані могло знаходитись будь-яка завгодно кількість частинок.

Частинки з напівбілим спіном відчинялись статистиці Фермі-Дірака, називають ферміонами. Оператори анти ермітові і підчиняються принципу Паулі.

VII. В 1935 році при дослідженні властивостей β – розпаду виявилось, що в реакції:

$$n \rightarrow p + e^{-}. \quad (1)$$

Не зберігався власний орбітальний момент, так само не зберігався і закон збереження імпульсу:

$$m\nu_n \neq m\nu_e + m\nu_p. \quad (2)$$

Для того, щоб формули (1), (2) працювали вчені гіпотетично ввели нову частинку, яку назвали нейтрино. Її характеристики наступні:

$$\nu, \quad q = 0, \quad m \cong 0, \quad s = \pm \frac{1}{2}.$$

Тоді рівняння (1) приймало вигляд:

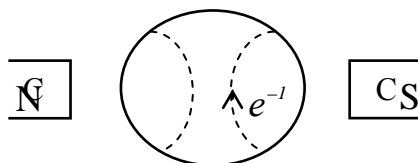
$$n \rightarrow p + e^{-} + \nu, \quad (3)$$

$$q : 0 = +1 - 1 + 0,$$

$$s = \frac{1}{2} = \frac{1}{2} \pm \frac{1}{2} \mp \frac{1}{2}.$$

Формула (3) не зовсім рівна.

Цього ж року при дослідженні у високих шарах атмосфери камери Вільсона була сфотографовано ряд спільних подій (мал. 30).



Мал. 30

I частинка – це був електрон.

II частинка – вважали тим же самим e^- , який рухався в протилежну сторону.

Цю проблему вирішив Дірак. Якщо записати енергію релятивістської частинки:

$$E^2 = m^2 c^4 + p^2 c^2. \quad (4)$$

Про рівняння (4) буде мати 2 розв'язки:

$$E = \pm \sqrt{m^2 c^4 + p^2 c^2}. \quad (5)$$

Додатня енергія відповідала звичайному електрону. Від'ємна енергія теж мала б відповісти цьому електрону, у випадку коли $m < 0, q < 0$.

З фізичної точки зору від'ємної маси не існує, тому щоб отримати від'ємну енергію (5) і $m > 0$ необхідно вибрати частинку з $q > 0$. Така частинка по згідно характеристик не буде відрізнятись від свого партнера з $E > 0$, тільки буде мати протилежний заряд.

Такі частинки – партнери назвали античастинками. Отже, на рисунку зображено не два електрона, а електрон і його партнер-античастинка, яку називали позитроном:

$$e^-, \quad q = +1, \quad m = 1m_e, \quad s = \pm \frac{1}{2}.$$

Процес, який описує взаємодію частинки і античастинки називається анігіляцією, в результаті якої вся маса і енергія частинок перетворюється в енергію випромінювання:

$$e^- + e^+ \rightarrow \gamma + \gamma. (6)$$

Перед тим як проанілювати електрон і позитрон створюють квазічастинку, яка називається позитроном. Енергетичний спектр позитронію аналогічний спектру атома водню.

Як потім далі виявилось кожна частинка отримала свого партнера-античастинку:

$$e^- \rightarrow e^+,$$

$$n \rightarrow \bar{n} \text{ антинейтрон},$$

$$p \rightarrow \bar{p} \text{ антипротон},$$

$$\nu \rightarrow \bar{\nu} \text{ антинейтроно},$$

$$\gamma \rightarrow \gamma.$$

Для нейтральних частинок роль заряду відігравав магнітний момент. Якщо у випадку n магнітний момент паралельний спіну, то у антинейтрона магнітний момент антипаралельний спіну.

VIII. У 1938 році (1979 році) була побудована теорія ядерних сил, для опису яких стала необхідна ще одна частинка, яка б мала цілий спін, мала б малий час життя (була нестабільною $m_{\text{спок}} \neq 0$) і добре б взаємодіяла з ядерною речовиною. Маса спокою такої частинки повинна лежати між масою e^- і p . Цю частинку називали мезоном (з грецької – «середній»). Під кінець 1938 року в камері Вільсона була зафіксована частинка з масою спокою, яка знаходиться між e^- і p .

$$\mu^- \rightarrow e^- + \nu, (7)$$

$$q: -1 \rightarrow -1 + 0.$$

Цю частинку називали мю-мінус мезон або мюон:

$$\mu^-, \quad q = -1, \quad m = 106 \text{ MeV}, \quad m = 206,8 m_e, \quad s = \pm \frac{1}{2}.$$

Як виявилось відкрита частинка не була мезоном Юкави, оскільки вона була ферміоном, крім того дуже погано взаємодіяла з ядерною речовиною, врахувавши це (7) треба переписати:

$$\mu^- \rightarrow e^- + \nu + \tilde{\nu}. \quad (8)$$

На початку 1939 року в космічному випромінюванні була відкрита частинка (цілий «град» частинок), яка була бозоном – по спіну, мезоном – по масі, і добре взаємодіяла з ядерною речовиною. Вони вважалися квантами ядерної взаємодії до 1985 року.

❖ Пі-ноль мезон (нейтральний піон)

$$\pi^0 : q = 0, \quad m = 135 \text{ MeV} = 264,2 m_e, \quad s = 0.$$

Основний канал реакції:

$$\pi^0 \rightarrow 2\gamma$$

↓

$$3\gamma$$

π^0 потрібен в ядерних реакціях щоб пояснити потужне розсіювання n на n, p на p:

$$n + \pi^0 \rightarrow \pi^0 + n, \quad (8)$$

$$p + \pi^0 \rightarrow \pi^0 + p.$$

$$\text{Час життя } \pi^0 : \Gamma = 0,9 \cdot 10^{-16} \text{ c}.$$

❖ π – плюс мезон (додатній піон)

$$\pi^+ : q = +1, \quad m = 140 \text{ MeV} = 273 m_e, \quad s = 0.$$

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu - \text{розпадається } \pi^+.$$

$$\text{Час життя } \pi^+ : \Gamma = 2,6 \cdot 10^{-8} \text{ c}.$$

Він відповідає за перетворення між нейтронами і протонами:

$$n + \pi^+ \rightarrow p + \pi^0, \quad (9)$$

$$\pi^0 + p \rightarrow n + \pi^+.$$

❖ π – мінус мезон (негативний піон)

$$\pi^- - \text{є античастинкою до } \pi^+,$$

$$p = -1, \quad m = 140 \text{ MeV} = 273 m_e, \quad \Gamma = 2,6 \cdot 10^{-8} \text{ c},$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \tilde{\nu} - \text{розпадається } \pi^-.$$

$$\pi^- + p \rightarrow n + \pi^0, \quad (10)$$

Відкривши π – мезони поряд з ними були зареєстровані частинки, які вели себе дивним чином, а саме вони завжди утворювались парами або розпадались на пари. По масі вони були мезонами, по спіну – бозонами.

Їх називали каонами: k^+ , k^- , k^0 , \tilde{k}^0 – мезон:

$$k^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-,$$

$$\tilde{k}^0 \rightarrow \pi^0 + \pi^0,$$

$$k^+ \rightarrow \pi^+ + e^- + \tilde{\nu},$$

$$k^- \rightarrow \pi^- + e^+ + \nu.$$

Часи життя їхні менші за часи життя піонів.

Починаючи з 1945 року мезонів було відкрито дуже багато, всі вони мали дуже малий час життя, при чому чим більша маса, тим менше час життя і до 1985 року вони вважались збудженими станами піонів і каонів і отримали назву мезонних резонансів:

$$D^0, D^-, D^+, W^0, B^-, B^+, B^0, \tilde{B}^0 \text{ – мезони,}$$

$$\varphi^0, F^+, F^-.$$

Починаючи з 60-х років XX століття були відкриті елементарні частинки із масами, більшими за маси p і n .

$$\lambda^0 \text{ – сіперон,}$$

$$q = 0, \quad m = 1115, \quad 3MeV = 2183,2m_e,$$

$$s = \pm \frac{1}{2}, \quad \Gamma = 1,5 \cdot 10^{-10} c,$$

$$\tilde{\lambda}^0 \text{ – античастинка,}$$

$$\lambda^0 \rightarrow p + \pi^-$$

$$\downarrow$$

$$n + \pi^0$$

$$\Sigma^+ \text{ (сігма+гіперон) } q = +1, \quad \tilde{\Sigma}^+ \text{ – античастинка,}$$

$$m = 1130MeV, \quad s = \pm \frac{1}{2}, \quad \Gamma = 0,8 \cdot 10^{-10} c,$$

$$\Sigma^+ \rightarrow p + \pi^0$$

$$\downarrow$$

$$n + \pi^+$$

$$\Sigma^0 \text{ (сігма гіперон) } q = 0, \quad m = 1192 \text{ MeV},$$

$$\tilde{\Sigma}^0 - \text{античастинка, } \Gamma = 1 \cdot 10^{-14} \text{ c, } s = \pm \frac{1}{2},$$

$$\Sigma^0 \rightarrow \lambda^0 + \gamma.$$

2.8.2. Квантові числа та закони збереження

Будь-який закон збереження зв'язаний з оточуючою симетрією простору.

Наприклад, закон збереження імпульсу слідує із однорідності простору (табл. 1).

Таблиця 1

Тип закону збереження	№	Назва	Позначення	Фізичне походження
Закони, що мають геометричну основу	1	Збереження енергії	E	Однорідність часу
	2	Збереження імпульсу	\vec{p}	Однорідність простору
	3	Збереження моменту імпульсу	\vec{M}	Ізотропність простору
	4	Збереження центру інерції	X	Рівність систем відліку
	5	Збереження просторових осей	Cp	Права, ліва симетрія
	6	Закон пов'язаний з відбиттям часу	T	Симетрія відносно зміни знаку часу

Продовження таблиці 1

Заряди	7	Збереження	Q	?
	8	електричного заряду	B	?
	9	Збереження баріонного заряду	L	?
	10	Збереження лептонного заряду	L'	?
	11	Збереження мюонного заряду	L''	?
?		Збереження дивності		
		Закони збереження	S	?
	12	краси, шарму		
	13	Збереження спіну	B;C	?
	14	Збереження	s	?
	15	гіперзаряду		
	16	$U = B + S$	Y	?
		Збереження повного ізотонічного спіну	Ti_3	Ізотопічна симетрія

1. Закон збереження енергії у фізиці елементарних частинок виконується завжди, при умові:

$$\Delta E \Delta t \geq \frac{\hbar^2}{2}, \quad (\Delta t - \text{час за який може порушуватись ЗЗЕ, } \Delta t < 10^{-31}, 10^{-34} \text{ e}),$$

$$E = \frac{mc^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = T_k + U_n = const, (1)$$

2. Закон збереження імпульсу

$$\vec{p} = \frac{mv^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = const, (2)$$

3. Закон збереження моменту імпульсу

$$\vec{M} = \vec{r} \cdot \vec{p} = const, (3)$$

4. Закон збереження електричного заряду і сума зарядів до взаємодії рівна сумі зарядів після взаємодії.

5. Закон збереження баріонного заряду

$$p + n = \pi^+ + \gamma, (4)$$

$$q: +1 \quad 0 = +1 \quad 0,$$

$$s: +\frac{1}{2} \quad \frac{1}{2} = +0 \quad +1,$$

$$B: +1 \quad +1 \neq 0 \quad 0.$$

Якщо б дана реакція відбувалася, тоді вся речовина всесвіті була б нестабільна і за час $\tau = 10^{-16} c$ всесвіт перестав би існувати. Отже, існує якийсь закон збереження, який не дозволяє розпадатись нейтронам і протонам на мезон і лептони. Так як p , n носять загальну назву баріонів, то цей закон збереження назвали баріонним.

Кожна частинка (p чи n чи λ) має додатній баріонний заряд. Кожна античастинка – від'ємний. Баріонний заряд мезонів і лептонів рівний нулю.

Приклади реакцій розпаду, які забороняє закон збереження баріонного заряду:

$$p \xrightarrow{B: +1 \neq 0} \pi^+ + \gamma_0,$$

$$n \xrightarrow{B: +1 \neq 0} \pi^0 + \gamma_0,$$

$$n_{B:+1} \rightarrow p_{+1} + e_{0}^{-} + \tilde{\nu}_{0},$$

$$p_{B:+1} \rightarrow n_{+1} + e_{0}^{+} + \tilde{\nu}_{0}.$$

6. Закони збереження лептонних зарядів

Розглянемо рівняння реакції:

$$n + n \rightarrow p + p + e^{-} + e^{+},$$

$$q: 0 \quad 0 \rightarrow +1 + 1 - 1 - 1,$$

$$s: \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \rightarrow \frac{1}{2} + \frac{1}{2} + \frac{1}{2} - \frac{1}{2},$$

$$B \quad +1 + 1 \rightarrow +1 + 1 \quad 0 \quad 0.$$

Крім того, вияснився цікавий факт, що речовина краще поглинає антинейтрино чим нейтрино:

$$\tilde{\nu}_{L:-1} + p_{0} \rightarrow n_{0} + e_{-1}^{+},$$

$$\nu + p \rightarrow.$$

Крім того, реакція:

$$\mu^{-} \rightarrow e^{-} + \gamma,$$

$$\mu^{-} \rightarrow e^{-} + \nu + \tilde{\nu}.$$

Це означає, що існують закони збереження, схожі до закону збереження баріонного заряду, які не дозволять лептоном (e , μ , ν) самовільно розпадатись. Всі лептони отримали додатній лептонний заряд. Всі анти лептони – від'ємні. Решта частинок лептонний заряд мають нуль.

Як виявилось далі лептонних зарядів існувало три (L , L' , L''):

L – відповідає e^{-} ,

L' – відповідає μ^{-} ,

L'' – відповідає таулептоні τ^{-} .

7. Закон збереження спіну

Спін зберігається завжди, для нього не існує співвідношення Гейзенберга.

Спіном називають власний орбітальний момент кількості руху частинки.

8. Закон збереження дивності

Дивність отримали ті частинки, які при ядерних реакціях народжувались парами, і траєкторія руху їх утворювала букву Y .

Дивним є каони, які мають дивність: $s = +1$, а також гіперони (табл. 2):

Таблиця 2

№	1	2	3	4	5	6	7
Гіперон	λ^0	Σ^+	Σ^0	Σ^-	Ξ^-	Ξ^0	Ω^-
Дивний s	-1	-1	-1	-1	-2	-2	-3

$$\Omega_{s:-3}^- \rightarrow \Xi_{-2}^0 + k_{-1}^- ,$$

$$n_{s:0} + k_{-1}^- \rightarrow \lambda_{-s}^0 + \pi_0^- .$$

Крім вище перекислених законів збереження виконується закон збереження частинка – античастинка.

Крім того існує наступне співвідношення:

$$Q = T_z + \frac{1}{2}(B \pm s) ,$$

Q – заряд,

s – спин,

B – баріонний зряд,

T_z – ізоспін.

2.8.3. Діаграма техніка Феймена

Для того, щоб якось спростити і наглядно подати фізику ядра і елементарних частинок Річард Феймон запропонував кожній елементарній частинці, яка має енергію, масу, імпульс, хвильову функцію – ставити у відповідність замість формул значки у вигляді ліній на деякому полі, де по

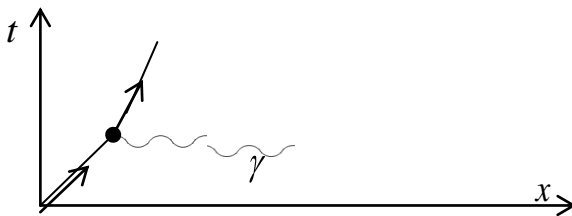
осі ОХ відкладалися координати, у лабораторній системі координат, а по осі ОУ – час.

На таких діаграмах позначалися (табл. 3):

Таблиця 3

Баріони	Канони і піони	Електрони і мезони	Квазічастинки різного роду	Гамма-кванти і фотони
■	∧∧∧∧	—	----	~~~~~

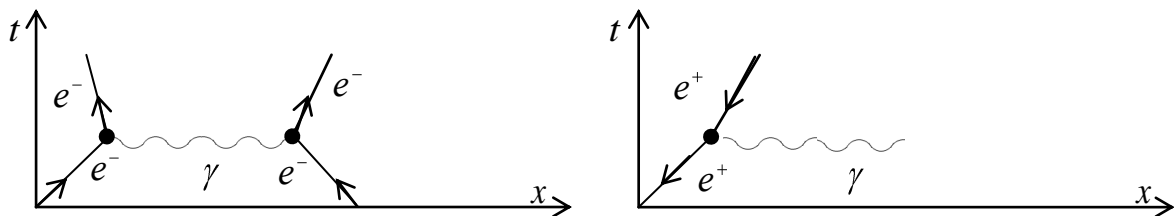
Наприклад, процес випромінювання електроном γ – кванта на діаграмі виглядав так (мал. 31):



Мал. 31

На діаграмі вказується напрямок руху для ферміонів. Якщо частинка випромінює іншу частинку нахил (кут) до осі ОХ збільшується. Частинки, які рухаються паралельно осі ОХ називаються віртуальними.

Наприклад розсіювання $e^- \rightarrow e^-$ на діаграмі Феймана можна зобразити (мал. 32):

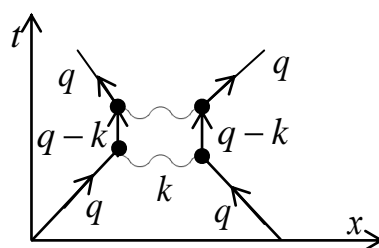


Мал. 32

Античастинка на такій діаграмі рухається проти часової вісі.

Точка, в якій сходяться лінії діаграми називається вузлом або вершиною діаграми.

Кожному вузлу діаграми відповідає певна функція Гріна. Кожній лінії на діаграмі відповідає функція зв'язку (це є інтеграл по об'єму, заданому, квадрату модулю хвильової функції). Функція Гріна відповідає за ймовірність поглинання або випромінювання частинки. Розглянемо процес електронного розсіювання, записавши діаграму згідно закону збереження імпульсу (мал. 33).



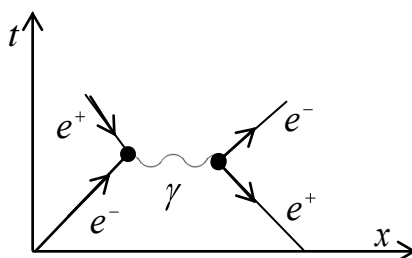
Мал. 33

q – квазіімпульс електрона,

k – хвильовий вектор, імпульс фотона.

Розглянемо для прикладу анігіляцію і утворення пари e^- , e^+ (мал. 34):

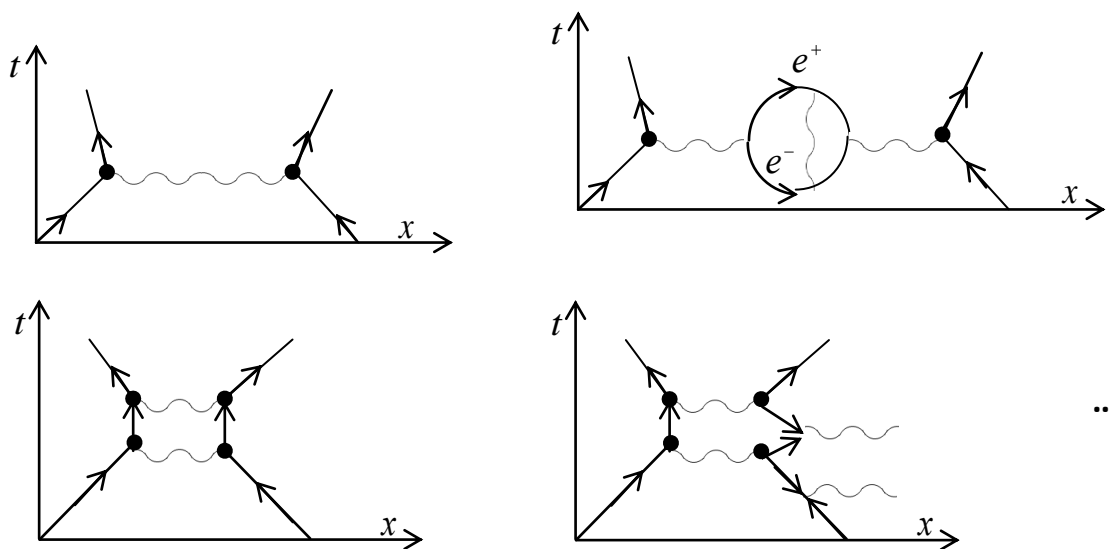
$$e^- + e^+ \rightarrow \gamma \rightarrow e^- + e^+$$



Мал. 34

Діаграмна техніка дозволила описати електромагнітну взаємодію і широко використовує у квантовій динаміці (КЕД), теорії електрона, електронного розсіювання та у фізиці наносистем.

Процес розсіювання електрон-електрона може, згідно ЗЗЕ відбуватись по-різному. Запишемо самі ймовірнісні реакції, використовуючи діаграмну техніку в порядку зменшення ймовірності (мал.35).



Мал. 35

У 60-х роках КЕД прийшла до того, що якщо розраховувати енергію анігіляції, то вона буде безмежною, оскільки кількість діаграм також буде безмежною, оскільки кількість діаграм також буде безмежною, кожна діаграма вносить вклад енергії, тому енергія також буде безмежною.

У 80-х роках ситуацію врятувала так звана теорія перенормування.

В результаті цього деякі з наведених діаграм давали нульовий вклад.

Використання діаграми Феймена, щоб пояснити гравітацію не вдалося, оскільки навіть після теорії перенормування енергія отримувалась ∞ , хоча насправді вона є скінченною.

2.8.4. Класифікація елементарних частинок

Елементарні частинки класифікуються:

1. За статистиками Фермі, Бозе;
2. За масою;

3. За спіном, ізоспіном.

За масою елементарні частинки поділяються на:

- Частинки з нульовою масою:

γ – кванти, δ – гравітони, g – глюони;

- Лептони:

e^- , μ^- , τ^- , ν_e , ν_μ , ν_τ ;

- Мезони:

π^+ , π^0 , k^\pm , k^0 ;

- Нуклони:

n , p , Δ^{++} , Δ , Δ^+ , Δ^0 .

- Гіперони:

λ^0 , Σ^+ , Σ^0 , Σ^- , Ξ^0 , Ξ^- , Ω^- .

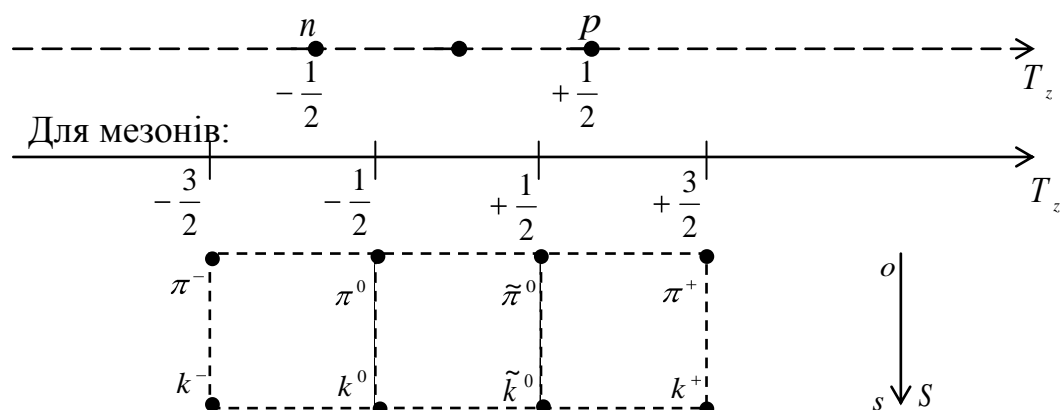
Хоча в наш час були виявлені мезони із масами більшими за маси нуклонів і навіть деяких гіперонів.

3) За ізоспіном

При дослідях з елементарними частинками було виявлено, що p і n поведуть себе як одна частинка, але з різним зарядом. Кожній частинці було присвоєне квантове число, яке назвали ізоспіном.

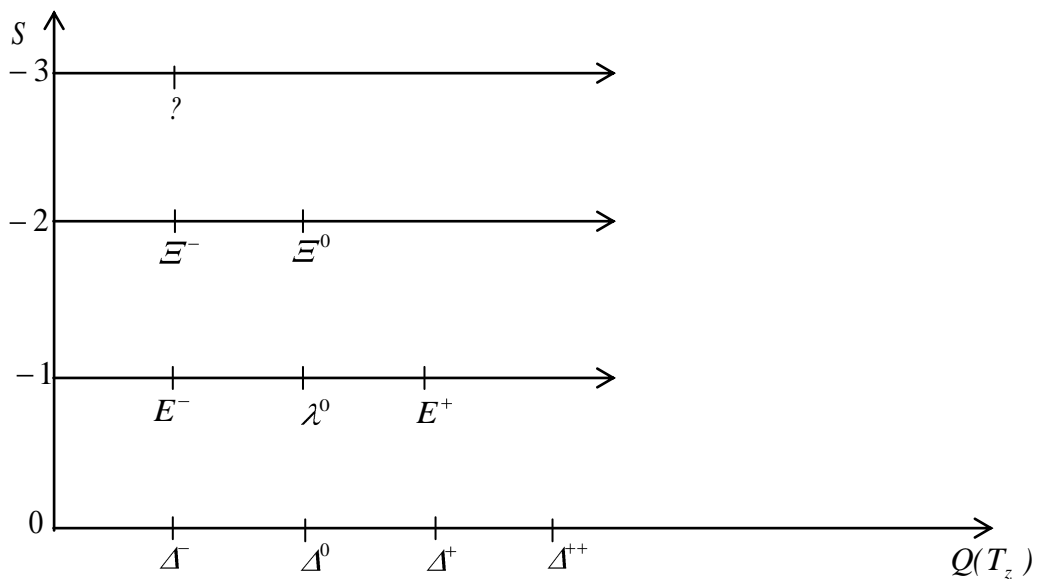
З залежності від заку ізоспіну і його значення одна й та сама частинка могла мати різні заряди. Наприклад, для нейтрона і протона таку частинку назвали нуклон.

Відповідно частинки можна класифікувати за ізоспіном (окрім лептонів і квантів) (мал.36).



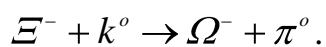
Мал. 36

Для гіперонів:



Продовження мал. 36

На початку 60-х років була проведена перша класифікація елементарних частинок за ізоспіном. Як видно з рисунка в цій класифікації існує порожнє місце для частинки з зарядом $q = -1$ і $s = -3$ (дивність). Під кінець 60-х років цю частинку було знайдено, що підтвердило правильність даної класифікації. Вона отримала назву Ω^- – гіперона:



Зауваження! Крім перекислених вище класифікацій елементарні частинки групують в групи частинок і античастинок.

2.8.5. Типи взаємодії порушення законів збереження

Як виявилось під час деяких реакцій певні закони збереження можуть порушуватись. До 80-х років існувало чотири типи взаємодій. Запишемо їх в порядку збільшення потужностей:

I – гравітаційна;

II – слабка;

III – електромагнітна;

IV – ядерна (сильна взаємодія).

I. Гравітаційна взаємодія виникає між елементарними частинками які мають нульову масу покою. Квантом гравітаційної взаємодії вважають досі не відкриту частинку, яку називають гравітоном, позначають σ , $q = 0$, $m = 0$, $s = 2$.

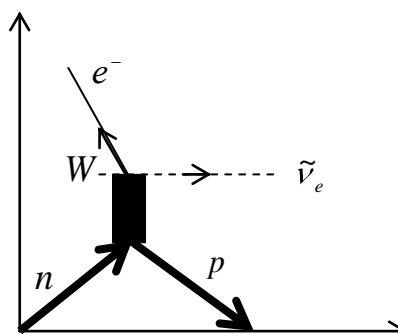
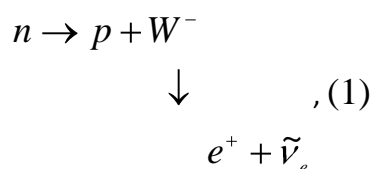
через те,що σ має спін рівний двом, гравітаційна взаємодія завжди + (тіла притягуються). Оскільки маса спокою σ рівна нулю, радіус такої взаємодії безмежний швидкості руху є рівна швидкості світла (і всіх квантів взаємодії).

II. Слабка взаємодія відповідає за процеси, які відбуваються в середині елементарної частинки. Квантом слабкої взаємодії є векторні бозони:

$$W^{\pm}, \quad q = \pm 1, \quad m = 80,7 \text{ GeV}, \quad s = 1,$$

$$Z^0 - \text{зюон (векторний бозон): } q = 0, \quad m = 95,2 \text{ GeV}, \quad s = 1.$$

Наприклад реакцію розпаду n (слабка взаємодія) можна зобразити в два етапи (мал. 37):



Мал. 37

$$\begin{array}{c}
 n \rightarrow p + W^+ \\
 \downarrow \\
 e^+ + \nu_e
 \end{array}
 , (2)$$

$$\begin{array}{c}
 \lambda^0 \rightarrow p + z^0 \\
 \downarrow \\
 \pi^+ + \pi^-
 \end{array}
 . (3)$$

Слабка взаємодія, в зв'язку з тим, що m квантів дуже великі, є короткодіючою.

Додаткову енергію на свою масу векторні бозони позичають у вакууму на дуже короткий проміжок часу так, щоб виконувалось співвідношення

$$\Delta E \Delta t = \frac{\hbar^2}{4} . (4)$$

III. Квантом електромагнітної взаємодії є фотон:

$$\gamma : q = 0, \quad m = 0, \quad s = 1.$$

Радіус електромагнітної взаємодії є безмежним. Прикладом елементарної взаємодії є:

$$E^o \rightarrow \lambda^o + \gamma, \quad \Delta^+ \rightarrow p + \gamma.$$

IV. Сильна (ядерна) взаємодія

Квантами взаємодії є піони, їх параметри описувались вище.

Взаємодія є короткодіючою:

$$p + \pi^- \rightarrow n + \pi^o, \quad n + \pi^+ \rightarrow p + \pi^o.$$

Як виявили досліди деякі закони збереження при певних взаємодіях можуть порушуватись (табл. 4).

Таблиця 4

№	Зд E	Зд Q	Зд C _{парн}	Зд CP _{парн.}	Зд CPT _{парн.}	Зд s	Зд L	Зберігається баріонний заряд	Збереження дивності S, B, t, c
Гравітаційна									

Продовження таблиці 4

Взаємодія									
Слабка взаємодія	+	+	–	+	+	+	+	±?	–
Електромагнітна взаємодія	+	+	–	+	+	+	±?	+	+
Сильна взаємодія	+	+	–	+	+	+	–	+	+

Де + – збереження, – – незбереження, ? – невідомо, ± ? – можливо не збережений чи збережений.

Дивність не зберігається при слабкій взаємодії. В процесі розпаду частинки за слабкою взаємодією дивність її мінімальна на 1 порядок:

$$\begin{array}{c} \Omega^-_{s:-3} \rightarrow \Xi^-_{s:-2} + \pi^0_o \\ \downarrow \\ E^-_{s:-1} + \pi^0_o \end{array}$$

Наприклад, визначити до якого типу взаємодії відноситься реакція:

$$\mu^- \rightarrow e^- + \tilde{\nu}_e + \nu_\mu \quad (\text{I}) - \text{слабка взаємодія};$$

$$\Omega^- \rightarrow \Xi^- + \tilde{k}^0 \quad (\text{II}) - \text{сильна взаємодія};$$

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma \quad (\text{III}) - \text{електромагнітна взаємодія}.$$

2.8.6. Квантова хромодинаміка

У 1982 році в зв'язку з великою кількістю елементарних частинок була запропонована теорія кварків.

Кожна елементарна частинка містила в собі комбінацію кварків. Всі кварки були ферміонами, розрізняли три типи кварків:

u – up;

d – down;

s – strange.

Наприклад всі мезони складалися з кварк-антикварк пари. Всі гіперони – з комбінації трьох кварків.

Всі кварки мають дробовий заряд:

$$u: m = 0,33 \text{ GeV}, \quad q = +\frac{2}{3};$$

$$d: m = 0,40 \text{ GeV}, \quad q = -\frac{1}{3};$$

$$s: m = 0,51 \text{ GeV}, \quad q = -\frac{1}{3}, s = -1.$$

У 2008 році в CERNi на лінійному прискорювачі вперше була отримана так звана кварк-глюонна плазма, в якій і можна було виділити окремі кварки.

Розглянемо різні комбінації кварків і утворені з них частинки.

Мезони:

$$\begin{array}{llll} u\bar{d} \rightarrow \pi^+; & u\bar{u} \rightarrow \pi^0; & \bar{u}s \rightarrow k^-; & s\bar{d} \rightarrow k^0. \\ \bar{u}d \rightarrow \pi^-; & u\bar{s} \rightarrow k^+; & d\bar{s} \rightarrow \bar{k}^0; & \end{array}$$

Гіперони:

$$\begin{array}{ll} uud \rightarrow p_{+1}; & uus \rightarrow \Sigma^+; \\ udd \rightarrow n_0; & dss \rightarrow \Xi^-; \\ uds \rightarrow \Lambda^0; & sss \rightarrow \Omega^-; \\ uss \rightarrow \Xi^0; & \\ dds \rightarrow \Sigma^-; & \end{array}$$

Виникає питання, оскільки кварки є ферміонами, то наприклад стан uud для p є забороненим, згідно принципу Паулі, для Ω^- – три рази заборонени. Отже, кварки мають квантові числа, невідомі для нас, і ці квантові числа себе ніяк не проявляють при комбінації кварків.

Із цієї властивості слідує, що це квантове число є зарядового типу і проявляє себе як заряд. У 1990 році було запропоновано називати цей заряд кольором, а наука, яка описує взаємодію «кольорових» частинок називали по аналогії до науки, яка описує взаємодію заряджених частинок. Ця наука називається – хромодинаміка.

У кварків розрізняють три зарядових стани:

- ✓ червоний (ч);
- ✓ синій (с);
- ✓ зелений (з).

Крім того разом із кольором існує анти колір ($\tilde{ч}, \tilde{с}, \tilde{з}$).

Сума $ч + з + с = \text{білий} (\bar{б}) = 0$,

$$ч + \tilde{ч} = з + \tilde{з} = с + \tilde{с} = 0 = \bar{б}.$$

Взаємодії між кварками (квант взаємодії) є глюон:

$$q, \quad q = 0, \quad m = 0, \quad s = 1.$$

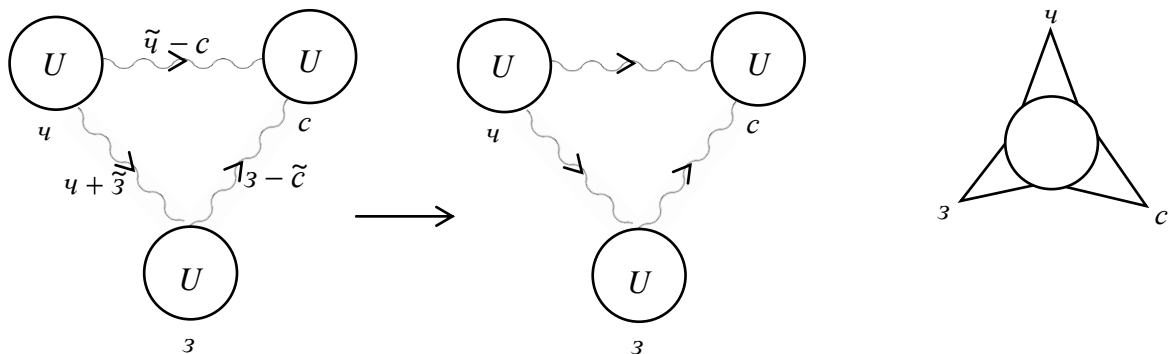
Глюон несе на собі кольоровий заряд, при чому не просто заряд, а комбінацією колір-антиколір.

Наприклад, розглянемо взаємодію:

$$u + g \rightarrow u + g.$$

$\underset{ч}{u}$
 $\underset{\tilde{ч}+с}{g}$
 \rightarrow
 $\underset{с}{u}$
 $\underset{\tilde{с}+ч}{g}$

Розглянемо повну реакцію (мал. 38):



Мал. 38

Взаємодію, яку описують в даній реакції є сильна, отже квантом сильної взаємодії є не піони, а глюони.

Розглянемо реакцію сильної взаємодії:

$$\begin{matrix} p & + & k^o \\ \text{uud} & + & \text{s}\bar{\text{d}} \\ \text{чзс} & + & \text{с}\bar{\text{с}} \end{matrix} \rightarrow \begin{matrix} \Sigma^+ & + & \varphi^o \\ \text{uus} & + & \text{d}\bar{\text{d}} \\ \text{чзс} & + & \text{с}\bar{\text{с}} \end{matrix},$$

$$\begin{matrix} p & + & k^o \\ \text{uud} & + & \text{s}\bar{\text{d}} \\ \text{чзс} & + & \text{ч}\bar{\text{ч}} \end{matrix} \rightarrow \begin{matrix} \lambda^o & + & \pi^+ \\ \text{sud} & + & \text{u}\bar{\text{d}} \\ \text{чзс} & + & \text{ч}\bar{\text{ч}} \end{matrix},$$

$$\begin{matrix} \Sigma^+ & + & \Xi^- \\ \text{uus} & + & \text{dss} \end{matrix} \rightarrow \begin{matrix} p & + & \Omega^- \\ \text{uud} & + & \text{sss} \end{matrix}$$

$$\downarrow$$

$$\begin{matrix} \Xi^o & + & \lambda^o \\ \text{uss} & + & \text{dus} \end{matrix},$$

$$\begin{matrix} \Omega^- & + & \Xi^o \\ \text{sss} & + & \text{uss} \\ \text{счч} & + & \text{чсз} \end{matrix} \rightarrow \begin{matrix} \Omega^- & + & \Xi^o \end{matrix}.$$

2.8.7. Слабка взаємодія та електромагнітна взаємодія.

Об'єднання взаємодій, лектрослабка взаємодія

Розглянемо з точки зору квантової хромодинаміки електромагнітну і слабку взаємодію.

а) Електромагнітна взаємодія

$$\lambda^o + \gamma \rightarrow \Sigma^o,$$

$$uds + \gamma \rightarrow u^* ds,$$

$$uds + \gamma \rightarrow d^* us, \quad \Sigma^{*o},$$

$$uds + \gamma \rightarrow s^* ud, \quad \Sigma^{**o},$$

$$n + \gamma \rightarrow \Delta^o,$$

$$udd + \gamma \rightarrow ud^* d,$$

$$p + \gamma^o \rightarrow \Delta^+,$$

$$uud + \gamma \rightarrow uud^*.$$

Зрозумілою стає реакція:

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma,$$

$$u\bar{u} \rightarrow \gamma + \gamma.$$

б) Слабка взаємодія

Розглянемо елементарну реакцію слабкої взаємодії:

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e,$$

$$n \rightarrow p + W^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e,$$

$$udd \rightarrow duu \rightarrow W^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e,$$

$$\Delta^{++} \rightarrow p + e^+ + \nu_e, (1)$$

$$uuu \rightarrow uud \rightarrow W^+ \rightarrow e^+ \nu_e.$$

Розглянемо реакцію:

$$\Sigma^0 \rightarrow \lambda^0 + \gamma, (2)$$

$$u^* ds \rightarrow uds + \gamma.$$

Із порівняння (1), (2) слідує, що ці реакції будуть ідентичними якщо $m_{W^+} \rightarrow 0$. В масштабах квантової механіки це можливо, якщо відстань до частинки прямує до нуля ($\Delta x \rightarrow 0$) або енергія прямує до ∞ ($\Delta E \rightarrow \infty$). Таке об'єднання двох взаємодій назвали електрослабкою взаємодією.

2.8.8. Сильна взаємодія. Теорія великого об'єднання

Квантами сильної взаємодії є глюони g , з $m=0$ із вісьми можливими комбінаціями зарядових станів, які ми назвали кольором. Якщо припустити, що в глюона забрати колір, то він не буде відрізнятися від фотона. Оскільки, для однієї і тієї ж частинки, наприклад p^0 , енергія сильної взаємодії в 1000 раз більша за електромагнітну, отже надлишок енергії при перетворенні глюона в фотон повинен виділитися у вигляді дуже важкої частинки. Ймовірність такого процесу, згідно співвідношення невизначеностей буде дуже маленькою, а час життя частинки, яка розпадається буде дуже великим.

Наприклад, для p'_0 теоретичні розрахунки дають $I_p = 10^{-31} - 10^{-34} p$.

Експериментальне підтвердження цього факту поки що не було доведено.

Для того, щоб прискорити процес розпаду p'_o йому необхідно надати енергію рівну подвійній енергії народжуваної частинки. За теоретичними розрахунками швидкість p'_o повинна прямувати до швидкості світла. Це приблизно $4 \div 6 \text{ TeV}$.

Для цього в Швейцарії побудували великий адронний коллайдер, де планується розігнати два пучка протонів до швидкості світла і зіштовхнути їх. Ці частинки називали бозонами Хігса. Існує дванадцять типів бозонів Хігса. Ці бозони об'єднують в один суперпош:

$$\gamma, W^\pm, z^o, 8g, (\gamma, \omega^\pm, z^o, 8g) \equiv X.$$

Розглянемо елементарну реакцію з X-бозоном:

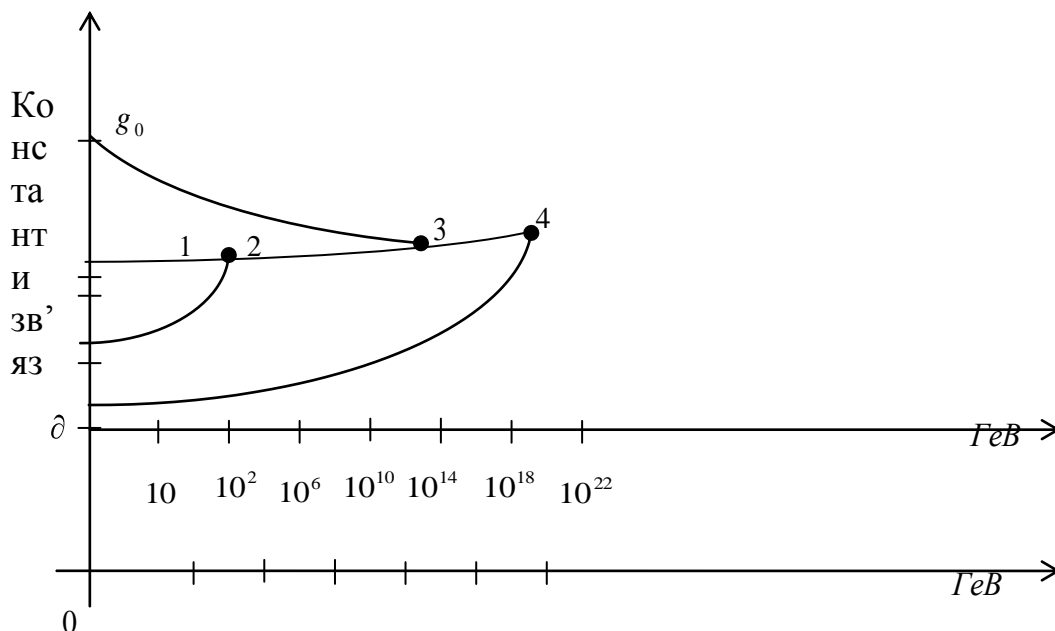
$$p \rightarrow \pi^o + \pi^+ + \nu$$

$$\downarrow$$

$$X + \frac{2}{3}$$

2.8.9. Гравітаційна взаємодія. Теорія суперсиметрії. Теорія суперструн та мембран

Зобразимо на графіку $const$ всіх взаємодій (мал. 39):



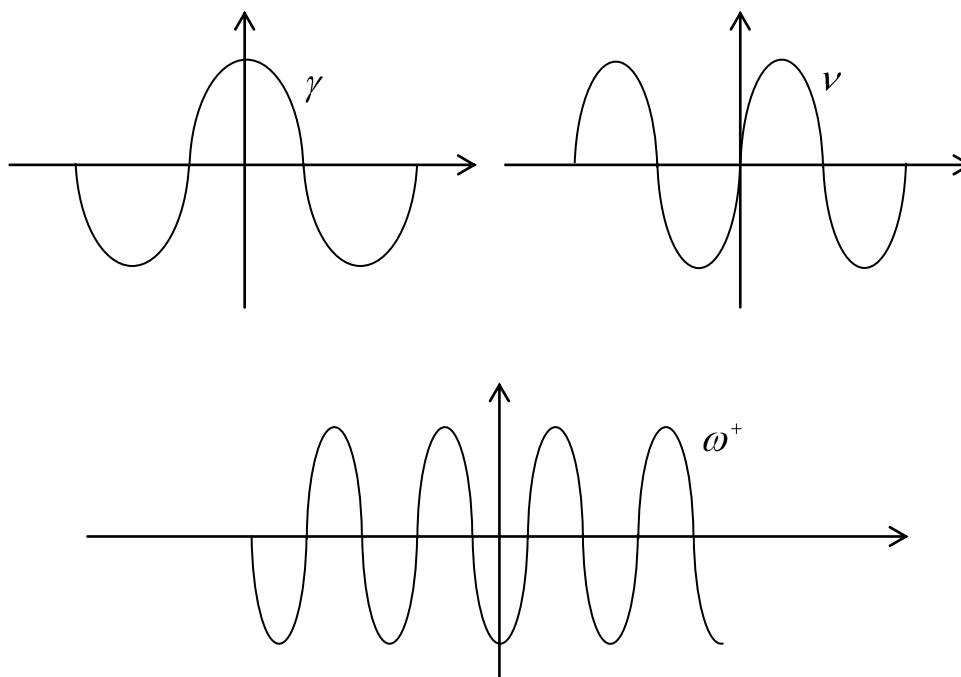
$$10^{-14} \quad 10^{-18} \quad 10^{-22} \quad 10^{-26} \quad 10^{-30} \quad 10^{-34}$$

Мал. 39

1. Електро-магнітна взаємодія.
2. Електрослабка взаємодія.
3. Теорія великого об'єднання.
4. Супер поле.

В результаті об'єднання всіх взаємодій кожна частинка і античастинка в такій теорії буде мати свого суперпартнера. Назви суперпартнерів частинок утворюються додаванням приставки *s*-. Наприклад, кварк – скварк, лептон – слептон. Кванти взаємодій утворюються з додаванням приставки *іно*-. Наприклад, фотон – фотіно, гравітон – гравітіно.

Крім теорії суперсиметрії існує теорія суперструн та мембран. Ці теорії дають змогу зрозуміти внутрішню структуру елементарних частинок. Згідно теорії суперструн та чи інша елементарна частинка є нічим іншим, як деяка гіпотетична суперструна, що коливається з повною частотою за законом *sin* або *cos*. Бозони – за законами *cos*, ферміони – за *sin* (мал. 40).



Мал. 40

РОЗДІЛ 3. Місце практичних вмінь і навичок при вивченні ядерної фізики та фізики елементарних частинок в вищих навчальних закладах

3.1. Визначення енергії зв'язку та швидкостей ядерних частинок

Задача 1. Які швидкості має позитрон, протон і α – частинка з енергією $E = 1 \text{ MeV}$.

Розв'язання:

$$T = E_{\kappa} = c\sqrt{p^2 + M^2 c^2} - Mc^2,$$

$$c\sqrt{p^2 + M^2 c^2} = E_{\kappa} + Mc^2,$$

$$p^2 + M^2 c^2 = \frac{E_{\kappa} + Mc^2}{c^2},$$

$$p = \sqrt{\frac{E_{\kappa} + Mc^2}{c^2} - M^2 c^2},$$

$$v = \frac{p}{M},$$

$$v = c \sqrt{\left(\frac{E_{\kappa}}{Mc^2} + 1\right) - 1}.$$

Отже,

$$v_e = 2,82 \cdot 10^{10} \frac{\text{см}}{\text{с}},$$

$$v_p = 1,4 \cdot 10^9 \frac{\text{см}}{\text{с}},$$

$$v_{\alpha} = 7 \cdot 10^8 \frac{\text{см}}{\text{с}}.$$

Задача 2. При спостереженні була виявлена реакція розпаду дейтрона на n і p під впливом γ - випромінювання з енергією $E_{\gamma} = 2,63 \text{ MeV}$. Визначити енергію та напрям вильоту n і p , якщо $E_{\text{Д}} = 2,22 \text{ MeV}$.

Розв'язання:

$$E_{\text{Д}} = 2,22 \text{ MeV},$$

$${}_1\text{D}^2 + \gamma^0 \rightarrow {}_0n^1 + {}_1p^1,$$

$$p_{({}_1p^1)} = p_{({}_0n^1)},$$

$$E_{\gamma} = E_{\text{Д}} + 2E_p,$$

$$2E_p = E_{\gamma} - E_{\text{Д}}.$$

Отже,

$$E_p = 0,205 \text{ MeV}.$$

Задача 3. В процесі термоядерної реакції два атоми ${}_2\text{He}^3$ утворюють ${}_2\text{He}^4$ і деякі інші частинки. Знайти енергію розльоту частинок, якщо відомо, що утворюється ядро гелію практично не рухається, а кінетична енергія атомів ${}_2\text{He}^3$ рівна 4 MeV . А енергія зв'язку наближено рівна енергії зв'язку ${}_2\text{He}^4$.

Розв'язання:

$${}_2\text{He}^3 + {}_2\text{He}^3 = {}_2\text{He}^4 + 2{}_1p^1,$$

$$2T({}_2\text{He}^3) + 2E_{\text{зв}}({}_2\text{He}^3) = E_{\text{зв}}({}_2\text{He}^4) + 2T({}_1p^1),$$

$$2 \cdot 4 \text{ MeV} + 28,3 \text{ MeV} = 2T(p^+).$$

Отже,

$$T(p^+) = 18,15 \text{ MeV}.$$

Задача 4. Яку енергію (в MeV) треба витратити, щоб розщепити ядро та віддалити його складові частини на таку відстань, щоб силою їх взаємодій можна було знехтувати, а їх кінетична енергія стала дорівнювати нулю?

Розв'язання:

Енергія зв'язку числово дорівнює роботі, яку необхідно виконати для розщеплення ядра на нуклони без надання їм кінетичної енергії.

Енергія зв'язку атомного ядра:

$$E_{\text{зв}} = c^2 \Delta m = 931 \Delta m \text{ MeV},$$

$$\Delta m = 2m_{\text{H}^1} + 2m_n - m_{\text{He}^4}.$$

$$E_{\text{зв}} = 931 \cdot [2 \cdot 1,00812 + 2 \cdot 1,00898 - 4,00390] \text{ MeV} = 28 \text{ MeV}.$$

Задачі для самостійного розв'язання

1. Визначити дефект маси Δm , енергію зв'язку $W_{\text{зв}}$ і питому енергію зв'язку ядра атома бору ${}^{10}_5\text{B}$.
2. Які швидкості має позитрон, протон і α -частинка з енергією $E = 4 \text{ MeV}$.
3. Знайти енергію зв'язку ядра ${}^4_2\text{He}$.
4. Повільні протони з енергією декілька сотень, а то і декілька KeV можуть

викликати розщеплення літію. Якщо відомо, що енергія зв'язку ${}_3\text{Li}^7$ рівна 32 MeV , знайти енергію вилітаючих α -частинок.

5. Визначити енергію α -частинки в ядрі атома ${}_{10}\text{Ne}^{20}$.

6. Яку енергію треба затратити, щоб розділити ${}_8\text{O}^{16}$ на чотири α -частинки.

7. Підрахувати енергію зв'язку, яка припадає на один нуклон в ядрах ${}_3\text{Li}^6$

3.2. Основні характеристики ядер і ядерні моделі

Задача 1. Визначити густину ядерної речовини, густину і заряд ядра хлору ${}_{17}\text{Cl}^{36}$.

Розв'язання:

$$q = 17 \cdot e = 17 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл} = 2,72 \cdot 10^{-18} \text{ Кл},$$

$$j = \frac{q}{V} = \frac{3q}{4\pi r^3} = \frac{3q}{4\pi c_o^3 A},$$

$$r = r_o \sqrt[3]{A},$$

$$j_{Cl} = \frac{3 \cdot 2,72 \cdot 10^{-18} \text{ Кл}}{4 \cdot 3,14 \cdot 36 \cdot (2 \cdot 10^{-15} \text{ м})^3} = 1,5 \cdot 10^{26} \left(\frac{\text{Кл}}{\text{м}^3} \right),$$

$$m = 17p + 19n = (7 + 19) \cdot 1,67 \cdot 10^{-27} \text{ м} = 6,01 \cdot 10^{-26} \text{ м}.$$

Отже,

$$\rho = \frac{m}{V} = \frac{3m}{4\pi r_o^3 A} = 3 \cdot 10^{14} \left(\frac{\text{г}}{\text{см}^3} \right).$$

Задача 2. Визначити, які з перелічених ядер є ізотонами, ізотопами, ізобарами і дзеркальними ядрами: ${}_5B^{12}$, ${}_6C^{14}$, ${}_7N^{14}$, ${}_8O^{14}$, ${}_8O^{16}$.

Розв'язання:

$$B: \begin{matrix} p=5 \\ n=7 \end{matrix};$$

$$C: \begin{matrix} p=6 \\ n=8 \end{matrix};$$

$$N: \begin{matrix} p=7 \\ n=7 \end{matrix};$$

$$O: \begin{matrix} p=8 \\ n=6 \end{matrix};$$

$$O: \begin{matrix} p=8 \\ n=8 \end{matrix};$$

Отже,

ізотопи: ${}_8O^{14}$, ${}_8O^{16}$,

ізобари: ${}_6C^{14}$, ${}_7N^{14}$, ${}_8O^{14}$,

ізотони: ${}_6C^{14}$, ${}_7N^{14}$, ${}_8O^{14}$, ${}_5B^{12}$,

дзеркальні: ${}_7N^{14}$, ${}_8O^{16}$.

Задачі для самостійного розв'язання

1. Знайти густину і заряд ядра ${}_{17}Cl^{36}$.
2. Визначити які з перелічених ядер є ізотонами, ізобарами, ізотопами і

дзеркальні ${}_5B^{12}$, ${}_{16}C^{14}$, ${}_{17}N^{14}$, ${}_8O^{14}$, ${}_8O^{16}$.

3.3. Закони радіоактивного розпаду

Задача 1. β – радіоактивний ізотоп St^{80} має період піврозпаду 20 років. Порахувати, яка доля ізоотопу залишиться через 10 років і через 100 років.

Розв'язання:

$$N = N_o e^{-\lambda t},$$

$$\lambda = \frac{\ln 2}{T},$$

$$N = N_o e^{-\frac{\ln 2}{T} t}.$$

Отже,

$$\frac{N}{N_o} = e^{-\frac{\ln 2}{T} t_1} = 0,71,$$

$$\frac{N}{N_o} = e^{-\frac{\ln 2}{T} t_2} = 0,034.$$

Задача 2. Яка доля радіоактивного ізоотопу To^{234} розпадеться за секунду, добу, 20 діб, якщо період піврозпаду торію $T = 24,1$ днів.

Розв'язання:

$$\frac{N_o - N_1}{N_o} = 1 - e^{-\frac{\ln 2}{T} t},$$

Отже, при $t_1 = 1 \text{ с}$:

$$\frac{N_o - N_1}{N_o} = 1 - e^{-\frac{\ln 2}{T} t_1} = 1 - e^{-\frac{\ln 2}{24,1} \cdot 1} = 0,97,$$

при $t_2 = 1 \text{ доба}$:

$$\frac{N_o - N_1}{N_o} = 1 - e^{-\frac{\ln 2}{T} t_2} = 1 - e^{-\frac{\ln 2}{24,1} \cdot 1 \cdot 24 \cdot 3600} = 0,02999,$$

при $t_3 = 20 \text{ дїб}$:

$$\frac{N_o - N_1}{N_o} = 1 - e^{-\frac{\ln 2}{T} t_1} = 1 - e^{-\frac{\ln 2}{24,1} \cdot 20 \cdot 24 \cdot 3600} \approx 0.$$

Задача 3. Періоди піврозпаду U^{238} і U^{235} рівні відповідно $T_1 = 4,51 \cdot 10^9 \text{ р}$ і $T_2 = 0,713 \cdot 10^9 \text{ р}$. Знайти час життя цих елементів.

Розв'язання:

$$\tau = \frac{1}{\lambda} = \frac{T}{\ln 2}.$$

Отже,

$$\tau_1 = \frac{4,51 \cdot 10^9 \text{ р}}{\ln 2} = 6,5 \cdot 10^9 \text{ р},$$

$$\tau_2 = \frac{0,713 \cdot 10^9 \text{ р}}{\ln 2} = 1,016 \cdot 10^9 \text{ р}.$$

Задача 4. У рештках тварини, яку знайшли археологи біля міста Житомира концентрація атомів ізотопів вуглецю $\frac{C_{13}}{C_{12}} = \frac{1}{32}$. Врахувавши, що в повітрі концентрація відношення ізотопів $\frac{C_{13}}{C_{12}} = \frac{1}{12}$ та знаючи період піврозпаду $T_{C_{13}} = 1600$ р знайти дату смерті тварини.

Розв'язання:

$$\frac{N}{N_0} = \frac{12}{32} = e^{-\frac{\ln 2}{T} t},$$

$$\ln \frac{12}{32} = -\frac{\ln 2}{T} t.$$

Отже,

$$t = -\frac{\ln \frac{12}{32} \cdot T}{\ln 2} = -\ln \left(\frac{12}{32} - 2 \right) \cdot T = \ln \left(2 - \frac{12}{32} \right) \cdot 1600 = 776,8 \text{ р}.$$

Задача 5. Визначити постійну розпаду деякої речовини, якщо за годину інтенсивність її зменшилась на 10%, а продукти розпаду є радіоактивними.

Розв'язання:

$$\lambda = \frac{A}{N},$$

$$A = \lambda N,$$

$$A_0 = \lambda N_0,$$

$$0,9A_o = \lambda N_o e^{-\lambda t},$$

$$\frac{1}{0,9} = e^{\lambda t},$$

$$\ln \frac{1}{0,9} = \lambda t.$$

Отже,

$$\lambda = \frac{\ln \frac{1}{0,9}}{1} = 0,1.$$

Задача 6. Для визначення періоду пів-розпаду радіоактивної речовини використали лічильник імпульсів. Протягом часу $\Delta t = 1 \text{ хв}$ зафіксовано $\Delta n_1 = 250$ імпульсів, а через $t = 1 \text{ год}$ від першого вимірювання – $\Delta n_2 = 92$ імпульси на хвилину. Визначити сталу радіоактивного розпаду і період піврозпаду ізотопу.

Розв'язання:

$$\Delta n_1 = k \Delta N_1 = k N_1 (1 - e^{-\lambda \Delta t}),$$

$$\Delta n_2 = k \Delta N_2 = k N_2 (1 - e^{-\lambda \Delta t}),$$

$$N_2 = N_1 e^{-\lambda t}.$$

Тоді

$$\frac{\Delta n_1}{\Delta n_2} = \frac{N_1}{N_2} = e^{\lambda t},$$

$$\ln \frac{\Delta n_1}{\Delta n_2} = \lambda t,$$

$$\lambda = \frac{1}{t} \ln \frac{\Delta n_1}{\Delta n_2},$$

$$\lambda = \frac{1}{3600} \ln \frac{250}{92} = \frac{\ln 2,72}{3600} = 2,78 \cdot 10^{-4} \text{ c}^{-1}.$$

Отже,

$$T_{\frac{1}{2}} = \frac{\ln 2}{\lambda},$$

$$T_{\frac{1}{2}} = \frac{0,693}{2,78 \cdot 10^{-4}} = 2490 \text{ c}.$$

Задачі для самостійного розв'язання

1. З'ясувати чи можливе існування стабільних важких ядер, які складаються тільки з нейтронів.
2. Період піврозпаду U^{234} $T_{U^{234}} = 2,48 \cdot 10^5$ років. Чи залишився хоча б один атом U^{234} який існував в момент утворення Землі $t = 4 \cdot 10^9$ років назад? Як пояснити те, що в природньому урані U^{234} присутній в домішці 0,055%?
3. β - радіоактивний ізоотоп St^{80} має період піврозпаду $T_{\frac{1}{2}} = 20$ років. Яка доля ізоотопу 1) через 40 років, 2) через 400 років залишиться?
4. Знайти дефект маси ядра ${}_8O^{16}$.
5. Знайти дефект маси ядра ${}_2He^4$.

3.4. α – розпад

Задача 1. Знайти період піврозпаду атомів U^{240} (який є α – радіоактивний), якщо відомо, що відношення швидкості вильоту частинки до радіусу дочірнього ядра $\frac{v}{R} = 0,1 \frac{I}{c}$, а енергія α – частинок рівна 9 MeV . Потенціальна енергія взаємодії α – частинки всередині ядра рівна нулю. Постійна радіоактивного розпаду зв'язана з проникністю бар'єру.

Розв'язання:

$$\lambda = \frac{V}{R} \cdot D = 10^{-9},$$

$$T = 10^9 \text{ років},$$

$$D = \left| \frac{\psi_1}{\psi_2} \right|^2,$$

$$\psi_1 = e^{+\frac{i}{\hbar} \sqrt{2mE} \cdot r},$$

$$\psi_2 = e^{-\frac{i}{\hbar} \sqrt{2m(E-E_0)} \cdot r},$$

$$\frac{\psi_1}{\psi_2} = e^{\frac{i}{\hbar} r (\sqrt{2m(E-E_0)} + \sqrt{2mE})}.$$

Отже,

$$U_{\text{бар}} = 30 \text{ MeV}.$$

Задачі для самостійного розв'язання

1. Знайти материнське ядро, якщо відомо, що після двох α -розпадів

утворилось ядро Au з атомною масою 198 і зарядом 79.

2. Невідомий елемент після серії α -розпадів (атомна маса - 116) утворює інший елемент з атомною масою 100 і зарядом 41. Знайти всі елементи, які приймають участь в реакції.

3.5. Елементарні частинки

Задача 1. Знайти енергію фотонів, внаслідок розпаду π^0 – мезона, якщо він рухався з $E_\kappa = 25 \text{ MeV}$.

Розв'язання:

$$E_\kappa = 25 \text{ MeV},$$

$$E_n + E_\kappa = 2E_\phi,$$

$$E_n = 135 \text{ MeV}.$$

Отже,

$$E_\phi = \frac{E_n + E_\kappa}{2} = \frac{135 \text{ MeV} + 25 \text{ MeV}}{2} = 80 \text{ MeV}.$$

Задача 2. Знайти енергію фотона, який утворився внаслідок реакції: $\Sigma^0 \rightarrow \lambda^0 + \gamma$, якщо $E_\kappa(\Sigma^0) = 100 \text{ MeV}$, а $E_\kappa(\lambda^0) = 1 \text{ MeV}$.

Розв'язання:

$$E_\gamma = E_n(\Sigma^0) + E_\kappa(\Sigma^0) - E_n(\lambda^0) - E_\kappa(\lambda^0).$$

Отже,

$$E_{\gamma} = 1192 + 100 - 1115,3 - 1 = 175,7 \text{ MeV}.$$

Задача 3. Виписати невідомі частинки і визначити до якого типу взаємодії належить реакція: $\Omega^- \rightarrow x_1 + \pi^0$, $x_1 \rightarrow x_2 + \pi$, $x_2 \rightarrow x_3 + \gamma$, $x_3 \rightarrow p + x_4$.

Розв'язання:

$$\Omega^- \rightarrow x_1 + \pi^0 - \text{слабка взаємодія};$$

$$x_1 \rightarrow x_2 + \pi - \text{слабка взаємодія};$$

$$x_2 \rightarrow x_3 + \gamma - \text{електромагнітна взаємодія};$$

$$x_3 \rightarrow p + x - \text{слабка взаємодія}.$$

Отже,

$$x_1^- = \Xi^-;$$

$$x_2^0 = \Sigma^0;$$

$$x_3^0 = \lambda^0;$$

$$x_4^- = K^-.$$

Задача 4. Описати невідомі частинки, визначити до якого типу належать реакція: $x_1 \rightarrow \pi^+ + x_2 + \tilde{\nu}_{\mu}$, $x_2 \rightarrow x_3 + x_4 + \tilde{\nu}_e$, $\pi^+ \rightarrow x_5 + \nu_{\mu}$, $x_5 \rightarrow x_6 + \tilde{\nu}_{\mu} + \nu_e$.

Розв'язання:

$k^0 \rightarrow \pi^+ + \mu^- + \tilde{\nu}_\mu$ – слабка взаємодія;

$\mu^- \rightarrow \nu_\mu + e^- + \tilde{\nu}_e$ – слабка взаємодія;

$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$;

$\mu^+ \rightarrow e^+ + \tilde{\nu}_\mu + \nu_e$.

Задача 5. Здійснити рівняння реакції: $\Xi^0 + k^0 \rightarrow \Omega^- + \pi^+$,
 $p + k^+ \rightarrow \Delta^{++} + \tilde{k}^0$, $\lambda^0 + p \rightarrow \Sigma^+ + n$.

Розв'язання:

$\Xi^0 + k^0 \rightarrow \Omega^- + \pi^+$,

отже,

$u s s + s \tilde{d} \rightarrow s s s + u \tilde{d}$;
чзс чд

$p + k^+ \rightarrow \Delta^{++} + \tilde{k}^0$,

отже, $u u d + u \tilde{s} \rightarrow u u u + d \tilde{s}$; $\lambda^0 + p \rightarrow \Sigma^+ + n$,
чзс чс

отже,

$u d s + u u d \rightarrow u u s + u d d$.
чзс чзс

Задача 6. Здійснити рівняння реакції: $\Xi^0 + \tilde{k}^0 \rightarrow \Xi^- + k^+$,

$\Omega^- + \pi^+ \rightarrow \Xi^0 + k^0$, $n + \lambda^0 \rightarrow \Sigma^- + p$.

Розв'язання:

$$\Xi^0 + \tilde{k}^0 \rightarrow \Xi^- + k^+,$$

отже,

$$u\underset{ч\ c\ з}{s}s + d\underset{ч\tilde{q}}{\tilde{s}} \rightarrow dss + u\tilde{s}$$

$$\Omega^- + \pi^+ \rightarrow \Xi^0 + k^0,$$

отже,

$$s\underset{ч\ c\ з}{s}s + u\underset{с\ c}{\tilde{d}} \rightarrow uss + s\tilde{d};$$

$$n + \lambda^0 \rightarrow \Sigma^- + p,$$

отже,

$$u\underset{ч\ c\ з}{d}d + u\underset{з\ c\ ч}{d}s \rightarrow sdd + uud.$$

Задачі для самостійного розв'язання

1. Знайти енергію фотонів, внаслідок розпаду π^0 – мезона, якщо він рухався з $E_{\kappa} = 30 \text{ MeV}$.
2. Здійснити рівняння реакції $\Xi^0 + \tilde{k}^0 \rightarrow \Xi^- + k^+$, $\lambda^0 + p \rightarrow \Sigma^+ + n$,
 $\Xi^0 + k^0 \rightarrow \Omega^- + \pi^+$, $\Omega^- + \pi^+ \rightarrow \Xi^0 + k^0$.

ВИСНОВКИ

Проаналізовано існуючі підручники та посібники з ядерної фізики та фізики елементарних частинок.

Досліджено доповіді та лекції провідних науковців даної галузі: Мічіо

Кайку, Р. Феймана, І. Вакарука, І. Ареф'єва, І. Воловича, Б. Гріна, С. Вайнберга, Георгія Гамова, Фреда Хойла, С.Перлмуттера, Б. Шмідта, А. Рісса, Л.Б. Окуня.

Досліджено та систематизовано новітні теоретичні дані з ядерної фізики та фізики елементарних частинок.

Створено комплекс практичних завдань систематизований за підтемами (з розв'язками та для самостійної роботи).

Апробовано результати роботи на семінарах кафедри фізики Житомирського державного університету імені Івана Франка.

Опубліковано отриманий матеріал у вигляді методичної роботи: «Збірник лекцій та практичних занять з Ядерної фізики та фізики елементарних частинок».

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. Beringer J. etal. (Particle Data Group) // Phys. Rev. D 86, 010001 (2012);
2. D. Perkins, Introduction to High Energy Physics (Cambridge, 4th ed., 2000)
3. experiments. Springer-Verlag, 1994.
4. <file:///D:/Диплом%202014/Новая%20папка/fizika-elementarnyh.pdf>
5. <http://5fan.ru/wievjob.php?id=23109>
6. <http://lib.if.ua/files/cosmology.pdf>
7. http://lubbook.net/book_481_glava_24_Tema_15._Elementi_f%D1%96ziki_atom.html
8. <http://pdg.lbl.gov>.

9. http://phys.onu.edu.ua/files/student/3course/2term/yader_physic.pdf
10. <http://ua.convdocs.org/docs/index-14109.html>
11. <http://www.pandia.ru/text/77/249/52850-2.php>
12. M. Schmelling et al., Quantum Chromodynamics. (Oxford University Press, 2003)
13. Roe B. Particle physics at the new millenium. – Springer-Verlag, 1996. -- 406 p.
14. Аверкиев В.В. и др. Лабораторный практикум по экспериментальным методам ядерной физики. М.: Энергоатомиздат, 1986.- 429 с.
15. Асмолов В.Г. и др. Авария на Чернобыльской АЭС: год спустя./ Атомная энергия, 1988, т.64, вып.1, с.3-23.
16. Блохина М.Е., Эссаулова И. И.А., Мансурова Г.В. Руководство к лабораторным работам по медицинской и биологической физике: Учеб. пособие. – 2-е изд., перераб. и доп. – М.: Дрофа, 2001.- 288 с.: ил.
17. Булавін Л. А., Тартаковський В. К. Ядерна фізика. — К.: Знання, 2005. — 439 с.
18. В. Лео. Техника эксперимента в ядерной физике и физике элементарных частиц.
19. В.А. Плюйко. Основы теорії ядра та ядерних процесів. Ч.1: Фізика ядра Навчальний посібник. К.: 2002, - 164 с.
20. В.И. Руськин. Путь в микромир. Алма-Ата, Казахстан, 1982.
21. Валантэн Л. Субатомная физика: ядра и частицы. — М.: Мир, 1986. — 272+336 с.

22. Вальтер А.К., Залюбовский И.И. Ядерная физика // Харьков: Вища школа. – 1978. – 424 с.
23. Вильдермут К., Тан Я. Единая теория ядра. — М.: Мир, 1980. — 504 с.
24. Вишневський І.М. Актуальні проблеми ядерної фізики //Тези доповідей Всеукраїнського з'їзду „Фізика в Україні.” – Одеса -2005.- С.19.
25. Вовкотруб В.П. Реалізація дидактичних принципів і ергономічних вимог до проектування, виготовлення і використання навчального обладнання з фізики / В.П.Вовкотруб, Н.О.Ментова, Н.В.Подопригора, М.І.Садовий, О.М.Трифоновна // Проектування освітніх середовищ як методична проблема: всеукр. наук.-практ. конф., 16-19 вер. 2008 р.: тези доп. – Херсон: Вид-во ХДУ, 2008. – С. 5-8.
26. Д. Перкинс, Введение в физику высоких энергий. Энергоатомиздат, 1991.
27. Д.И. Блохинцев. Введение в квантовую механику
28. Дмитриев П.П. Выход радионуклидов в реакциях с протонами, дейтронами, альфа-частицами и гелием-3. Справочник. М.: Энергоатомиздат.- 1986, 269 с.
29. Иродов И.Е. Сборник задач по атомной и ядерной физике, - М.: Энергоатомиздат, 1984, -216 с.
30. Каденко І. М., Плюйко В. А. Фізика атомного ядра та частинок. — К.: ВПЦ "Київський університет", 2008. — 414 с.
31. Каку, Мичио. Введение в теорию суперструн / пер. с англ. Г.Э. Арутюнова, А.Д. Попова, С.В. Чудова; под ред. И. Я. Арефьевой. — М.: Мир, 1999. — 624 с. — ISBN 5-03-002518-9.

32. Калашникова В.И., Козодаев М.С. Детекторы элементарных частиц. М.: Наука, 1966.-421 с.
33. Каленникова Т.О. Вивчення у шкільному курсі понять про частинки та їхні взаємодії / Т.О.Каленникова, О.М.Трифорова, М.І.Садовий // Наукові записки. – Серія: Педагогічні науки. – Вип. 60. – Кіровоград: РВВ КДПУ ім. В.Винниченка, 2005. – Ч. 1. – С. 58-62.
34. Климов А.Н. Ядерная физика и ядерные реакторы. М.: Атомиздат, 1971. 384 с.
35. Козлов В.Ф. Фотографическая дозиметрия ионизирующих излучений. М.: Атомиздат, 1964.-156 с.
36. Кумыков В.К., Коков З.А. Атомная и ядерная физика. Задачи по медицинской и биологической физике. Методические рекомендации по решению задач. – Нальчик: Каб.-Балк. ун-т, 2011.
37. Л.Б. Окунь. Физика элементарных частиц . – 2-е изд., перераб. и доп. – М.: Наука. Гл. Ред.. физ.-мат. лит., 1988 – 272 с.
38. М., «МИР» ,1991. W. Leo. Techniques for Nuclear and Particle Physics
39. МИХАЙЛЮК Вадим Петрович А В Т О Р Е Ф Е Р А Т: ТЕОРІЯ ВЗАЄМОДІЇ ЧАСТИНОК ПРОМІЖНИХ ЕНЕРГІЙ З ЛЕГКИМИ ЯДРАМИ В КЛАСТЕРНІЙ МОДЕЛІ
40. Мухин А.Б. Введение в ядерную физику.
41. Мухин К.Н. Экспериментальная ядерная физика // М: Атомиздат. 1974.
42. Немец О.Ф., Гофман Ю.В. Справочник по ядерной физике. Киев.: Наукова Думка, 1975.- 415 с.
43. Под ред. К. Зигбана. Альфа-, бета и гамма-спектроскопия. М.:

Атомиздат, 1969.-675 с.

44. Подопригора Н.В. Сучасні засоби експериментування у підготовці майбутнього вчителя фізики / Н.В.Подопригора, М.І.Садовий, О.М.Трифенова // Дидактика фізики і підручники фізики (астрономії) в умовах формування євро-пейського простору вищої освіти: [зб. наук. праць Кам'янець-Под. держ. ун-ту: Серія педагогічна]. – Випуск 13. – Кам'янець-Под.: РВВ Кам'янець-Подільського держ. ун-ту, 2007. – С. 154-157.
- 45.Престон М. Физика ядра. — М.: Мир, 1964. — 576 с.
- 46.Ракобольская И.В. Ядерная физика // М: Изд. Московского университета. — 1981. — 280 с.
- 47.Ремизов А.Н., Максина А.Г. Сборник задач по медицинской и биологической физике: Учеб. пособие. — 2-е изд., перераб. и доп. — М.: Дрофа, 2001.- 192 с.: ил.
- 48.Ремизов А.Н., Максина А.Г., Потапенко А.Я Медицинская и биологическая физика: Учебник для вузов. — М.: Дрофа, 2008.- 558 с.: ил.
49. Садовий М.І. Методичні матеріали для вивчення окремих тем курсу загальної фізики: [метод. реком. для викл. та студ. пед. вищих навч. закладів і учителів ЗОШ] / М.І.Садовий, О.М.Трифенова. — Кіровоград: ПП «Ексклюзив Систем», 2008. — 56 с.
50. Садовий М.І. Фізика: підруч. [для підготов. відділень вищих навч. закл.] / Садовий М.І., Сергієнко В.П., Трифенова О.М. — Вип. 2. — Кіровоград: ПП «Ексклюзив Систем», 2008. — 460 с.
51. Садовий М.І. Окремі питання сучасної та традиційної фізики: [навч. посіб. для студ. пед. навч. закладів освіти] / М.І.Садовий,

- О.М.Трифорова. – Кіровоград: Вид-во ПП «Каліч О.Г.», 2007. – 138 с.
52. Садовий М.І. Особливості вивчення елементарних частинок у шкільному курсі фізики / М.І.Садовий, О.М.Трифорова // Наукові записки. – Серія: Педагогічні науки. – Вип. 55. – Кіровоград: РВВ КДПУ ім. В.Винниченка, 2004. – С. 101-106.
53. Садовий М.І. Проблеми викладання понять континуального та дискретного в курсі фізики / М.І.Садовий, О.М.Трифорова // Наукові записки. – Серія: Педагогічні науки. – Вип. 77. – Кіровоград: РВВ КДПУ ім. В.Винниченка, 2008. – Ч. 1. – С. 95-100.
54. Садовий М.І. Реалізація принципу історизму – як методологічної основи розвитку наукового світогляду при викладанні фізики / М.І.Садовий, О.М.Трифорова // Теорія та методика навчання математики, фізики, інформатики: [зб. наук. праць; в 3 т.]. – Вип. 7. – Кривий Ріг: НМетАУ, 2008. – Т. 2: Теорія та методика навчання фізики. – 2008. – С. 349-354.
55. Садовий М.І. Симетрії елементарних частинок / М.І.Садовий, О.М.Трифорова // Наукові записки. – Серія: Педагогічні науки. – Вип. 60. – Кіровоград: РВВ КДПУ ім. В.Винниченка, 2005. – Ч. 1. – С. 283-287.
56. Садовий М.І. Сучасні проблеми вивчення кварків / М.І.Садовий, О.М.Трифорова // Наукові записки. – Серія: Педагогічні науки. – Вип. 66. – Кіровоград: РВВ КДПУ ім. В.Винниченка, 2006. – Ч. 2. – С. 177-183.
57. Садовий М.І. Фундаментальність сучасних поглядів на мікросвіт як чинник забезпечення науковості навчальних дисциплін / М.І.Садовий, О.М.Трифорова // Наукові записки. – Серія: Педагогічні науки. –

- Вип. 72. – Кіровоград: РВВ КДПУ ім. В.Винниченка, 2007. – Ч. 1. – С. 105-111.
58. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Атомная и ядерная физика. Ч. 2. // М.: Наука. – 1989. – 416 с.
59. Ситенко О.Г., Тартаковський В.К. Теорія ядра // Київ: Либідь. – 2001. 608с.
60. Скачков А.Б. и др. Сборник задач по ядерной физике. М.: Наука, 1968.- 243 с.
61. Слюсаренко В.В. Дидактичні можливості навчально-програмного забезпечення «Фізика-11» / В.В.Слюсаренко, О.М.Трифенова // Наукові записки. – Серія: Педагогічні науки. – Вип. 77. – Кіровоград: РВВ КДПУ ім. В.Винниченка, 2008. – Ч. 2. – С. 266-271.
62. Справочник по ядерной энерготехнологии./ Под ред. В.А. Легасова. М.: Энергоатомиздат, 1989. 751 с.
63. Трифенова Олена Михайлівна. Автореферат дисертації на здобуття наукового ступеня кандидата педагогічних наук. ВЗАЄМОЗВ'ЯЗКИ ПРИНЦИПІВ НАУКОВОСТІ ТА НАОЧНОСТІ В УМОВАХ КРЕДИТНО-МОДУЛЬНОЇ СИСТЕМИ НАВЧАННЯ КВАНТОВОЇ ФІЗИКИ СТУДЕНТІВ ВИЩИХ НАВЧАЛЬНИХ ЗАКЛАДІВ КІРОВОГРАДСЬКИЙ ДЕРЖАВНИЙ ПЕДАГОГІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ ІМЕНІ ВОЛОДИМИРА ВИННИЧЕНКА
64. Трифенова Е.М. Изучение и анализ противоречий, содержания и деятельности научных физических школ – важный фактор научности образо-вательного процесса / Е.М.Трифенова, Н.И.Садовой // Стратегия развития обра-зования: эффективность, инновации, качество: в 3 ч. – М.: МГУТУ, 2008. – Ч. 1. – 2008. – С. 353-360.

65. Трифонова Е.М. Роль историзма в усилении гуманитарной направленности в преподавании естественных дисциплин / Е.М.Трифопова // Инновационные технологии обучения в условиях глобализации рынка образовательных услуг: [сб. науч. трудов]. – Вып. 11. – М., 2007. – Т. 2. – С. 391-400.
66. Трифонова О.М. Дотримання принципу науковості при формуванні у майбутніх викладачів природничих дисциплін сучасної наукової картини світу / О.М.Трифопова // Наукові записки. – Серія: Педагогічні науки. – Вип. 72. – Кіровоград: РВВ КДПУ ім. В.Винниченка, 2007. – Ч. 1. – С. 123-126.
67. Трифонова О.М. Експериментальне визначення універсальних фізичних сталих – як чинник відповідності змісту навчального процесу дидактичним принципам / О.М.Трифопова // Проблеми дидактики фізики та шкільного підручника фізики в світлі сучасної освітньої парадигми: [зб. наук. праць Кам'янець-Под. держ. ун-ту: Серія педагогічна]. – Вип. 12. – Кам'янець-Подільський: РВВ Кам'янець-Под. держ. ун-ту, 2006. – С. 234-236.
68. Трифонова О.М. З досвіду експериментального визначення сталої Планка / О.М.Трифопова // Фізика та астрономія в школі – 2008. – № 2 – С. 36-39.
69. Трифонова О.М. Загальна фізика. Квантова фізика: [навч.-метод. комплекс вивчення фізики за кредитно-модульною системою] /Трифопова О.М.; за ред. М.І.Садового. – Кіровоград: ЦОП «Авангард», 2007. – 120 с.
70. Трифонова О.М. Питання новітньої фізики в умовах кредитно-модульної системи навчання у вищій школі / О.М.Трифопова // Наукові

- записки. – Серія: Педагогічні науки. – Вип. 77. – Кіровоград: РВВ КДПУ ім. В.Винниченка, 2008. – Ч. 1. – С. 132-137.
71. Трифонова О.М. Про один із підходів до класифікації ядер / О.М.Трифонова, М.І.Садовий // Фізика. Нові технології навчання: [зб. наук. праць студ.]. – Вип. 4. – Кіровоград: РВВ КДПУ ім. В.Винниченка, 2006. – С. 9-14.
 72. Трифонова О.М. Реалізація принципу наступності до вивчення теми «Будова атома» в середній та вищій школах / О.М.Трифонова // Наукові записки. – Серія: Педагогічні науки. – Вип. 66. – Кіровоград: РВВ КДПУ ім. В.Винниченка, 2006. – Ч. 1. – С. 176-182.
 73. Трифонова О.М. Структурно-логічний підхід до удосконалення викладання фізики атома і атомного ядра / О.М.Трифонова // Наукові записки. – Серія: Педагогічні науки. – Вип. 60. – Кіровоград: РВВ КДПУ ім. В.Винниченка, 2005. – Ч. 2. – С. 225-230.
 74. Трифонова О.М. Сучасний підхід до вивчення термоядерних реакцій у шкільному курсі фізики / О.М.Трифонова, М.І.Садовий // Наукові записки. – Серія: Педагогічні науки. – Вип. 66. – Кіровоград: РВВ КДПУ ім. В.Винниченка, 2006. – Ч. 1. – С. 137-141.
 - 75.Тюрин Ю. И. Физика: Ядерная физика. Физика элементарных частиц. Астрофизика: ученик / Ю. И. Тюрин, И. П. Чернов, Ю. Ю. Крючков; Томский политехнический университет. – Томск: Изд-во Томского политехнического университета, 2009. – 252 с.
 76. Ф. Хелзен, А. Мартин. Кварки и лептоны. “МИР”, 1987.
 - 77.Фарбер Ф.Е. Физика. - М.: Высшая школа, 1979, - 320 с.
 - 78.Фрауэнфельдер Г., Хенли Э. Субатомная физика. — М.: Мир, 1979. —

736 с.

79. Чертов А.Г., Воробьев А.А., Федоров М.Ф. Задачник по физике. Изд. 3-е, исправленное и дополненное, - М.: Высшая школа, 1988, - 528 с.

80. Широков Ю. М., Юдин Н. П. Ядерная физика. — М.: Наука, 1980. — 748 с

81. Широков Ю.М., Юдин Н.П. Ядерная физика // М: Наука. – 1972. – 672с

82. Ю.М. Широков, Н.П. Юдин. Ядерная физика. М., Наука, 1972.

83. Яворский Б.М., Детлаф А.А. Справочник по физике // М: Наука. – 1977. – 944с.

ДОДАТКИ

Маса нейтральних атомів (а.о.м.)

Нейтрон	${}_0n^1$	1,00867	Берилій	${}_4Be^9$	9,01219
				${}_4Be^{10}$	10,01354
Протон	${}_1p^1$	1,00728	Вуглець	${}_6C^{12}$	12,00000
				${}_6C^{14}$	13,00335
Водень	${}_1H^1$	1,00783	Азот	${}_7N^{14}$	14,00307
	${}_1H^2$	2,01410			
	${}_1H^3$	3,01605			
Гелій	${}_2He^3$	3,01603	Натрій	${}_{11}Na^{23}$	21,99444
	${}_2He^4$	4,00260		${}_{11}Na^{23}$	22,98977
Літій	${}_3Li^6$	6,01513	Магній	${}_{12}Mg^{23}$	22,99414

	${}_3\text{Li}^7$	7,01601			
--	-------------------	---------	--	--	--

Основні фізичні сталі

Гравітаційна стала	$G = 6,6720 \cdot 10^{-11} \frac{\text{Н} \cdot \text{м}^2}{\text{кг}^2}$
Швидкість світла у вакуумі	$c = 3 \cdot 10^8 \frac{\text{м}}{\text{с}}$
Число Авогадро	$N_A = 6,025 \cdot 10^{23} \text{ моль}^{-1}$
Універсальна газова стала	$R = 8,31 \frac{\text{Дж}}{\text{моль} \cdot \text{К}}$
Стала Больцмана	$k = 1,38 \cdot 10^{-23} \frac{\text{Дж}}{\text{К}}$
Заряд електрона	$e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}$
Маса спокою електрона	$m_e = 9,11 \cdot 10^{-31} \text{ кг}$
Маса спокою протона	$m_p = 1,67 \cdot 10^{-27} \text{ кг}$
Електрична стала	$\varepsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \frac{\text{Ф}}{\text{м}}$
Магнітна стала	$\mu_0 = 12,57 \cdot 10^{-7} \frac{\text{Гн}}{\text{м}}$
Стала Стефана-Больцмана	$\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{К}^2}$
Стала Планка	$h = 6,62 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с}$
Стала Рідберга	$R = 1,097 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}$

Періодична система хімічних елементів Д. І. Менделєєва

Период	Ряд	Группы элементов															
		A I B	A II B	A III B	A IV B	A V B	A VI B	A VII B	A	VIII							B
I	1	H 1 Водород															He 2 Гелий
II	2	Li 3 Литий	Be 4 Бериллий	B 5 Бор	C 6 Углерод	N 7 Азот	O 8 Кислород	F 9 Фтор									Ne 10 Неон
III	3	Na 11 Натрий	Mg 12 Магний	Al 13 Алюминий	Si 14 Кремний	P 15 Фосфор	S 16 Сера	Cl 17 Хлор									Ar 18 Аргон
IV	4	K 19 Калий	Ca 20 Кальций	Sc 21 Скандий	Ti 22 Титан	V 23 Ванадий	Cr 24 Хром	Mn 25 Марганец	Fe 26 Железо	Co 27 Кобальт	Ni 28 Никель						
	5	Cu 29 Медь	Zn 30 Цинк	Ga 31 Галлий	Ge 32 Германий	As 33 Мышьяк	Se 34 Селен	Br 35 Бром									Kr 36 Криптон
V	6	Rb 37 Рубидий	Sr 38 Стронций	Y 39 Иттрий	Zr 40 Цирконий	Nb 41 Ниобий	Mo 42 Молибден	Tc 43 Технеций	Ru 44 Рутений	Rh 45 Родий	Pd 46 Палладий						
	7	Ag 47 Серебро	Cd 48 Кадмий	In 49 Индий	Sn 50 Олово	Sb 51 Сурьма	Te 52 Теллур	I 53 Иод									Xe 54 Ксенон
VI	8	Cs 55 Цезий	Ba 56 Барий	La* 57 Лантан	Hf 72 Гафний	Ta 73 Тантал	W 74 Вольфрам	Re 75 Рений	Os 76 Осмий	Ir 77 Иридий	Pt 78 Платина						
	9	Au 79 Золото	Hg 80 Ртуть	Tl 81 Таллий	Pb 82 Свинец	Bi 83 Висмут	Po 84 Полоний	At 85 Астат									Rn 86 Радон
VII	10	Fr 87 Франций	Ra 88 Радий	Ac** 89 Актиний	Rf 104 Резерфордий	Db 105 Дубний	Sg 106 Сибгрий	Bh 107 Борий	Hs 108 Хассий	Mt 109 Мейтнерий	[] 110						

Лантаноиды

Ce 58 Церий	Pr 59 Празеодим	Nd 60 Неодим	Pm 61 Прометий	Sm 62 Самарий	Eu 63 Европий	Gd 64 Гадолиний	Tb 65 Тербий	Dy 66 Диспрозий	Ho 67 Гольмий	Er 68 Эрбий	Tm 69 Тулий	Yb 70 Иттербий	Lu 71 Лютеций
-----------------------	---------------------------	------------------------	--------------------------	-------------------------	-------------------------	---------------------------	------------------------	---------------------------	-------------------------	-----------------------	-----------------------	--------------------------	-------------------------

Актиноиды

Th 90 Торий	Pa 91 Протактиний	U 92 Уран	Np 93 Нептуний	Pu 94 Плутоний	Am 95 Америций	Cm 96 Кюрий	Bk 97 Берклий	Cf 98 Калифорний	Es 99 Эйнштейний	Fm 100 Фермий	Md 101 Менделевий	No 102 Нобелий	Lr 103 Лоуренсий
-----------------------	-----------------------------	---------------------	--------------------------	--------------------------	--------------------------	-----------------------	-------------------------	----------------------------	----------------------------	-------------------------	-----------------------------	--------------------------	----------------------------